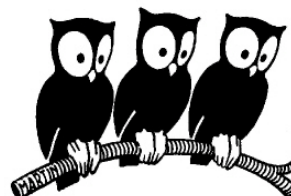


**BUREAU NATIONAL DE MÉTROLOGIE
SYSTÈMES DE RÉFÉRENCE TEMPS ET ESPACE**

LABORATOIRE KASTLER BROSSEL



Bureau National de Métrologie - Systèmes de Référence Temps-Espace



**THÈSE DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ PARIS VI
spécialité : Physique Quantique**

**présentée par
Harold MARION**

**pour obtenir le titre de
Docteur de l'Université Paris VI**

Sujet de la thèse :

**CONTRÔLE DES COLLISIONS FROIDES DU ^{133}Cs , TESTS
DE LA VARIATION DE LA CONSTANTE DE STRUCTURE
FINE À L'AIDE D'UNE FONTAINE ATOMIQUE DOUBLE
RUBIDIUM — CÉSIUM.**

Soutenue le 11 mars 2005 devant le jury composé de :

M. F. BIRABEN	Rapporteur
M. S. BIZE	Membre invité
M. A. CLAIRON	Examineur
M. J. REICHEL	Président du jury
M. C. SALOMON	Directeur de thèse
M. P. TOUBOUL	Examineur
M. R. WYNANDS	Rapporteur

A mon père.



FIG. 1 – *Harold Lloyd, Safety Last, 1923*

Table des matières

Introduction	1
1 Principe de fonctionnement d'une fontaine atomique.	5
1.1 Le principe de fonctionnement d'une horloge atomique.	5
1.1.1 Qu'est ce qu'une horloge ?	5
1.1.2 Les horloges atomiques.	6
1.2 Un cas particulier d'horloge : La fontaine atomique.	9
1.2.1 Une géométrie utilisant la gravité.	10
1.3 Le "signal" horloge de la fontaine.	12
1.3.1 Asservissement en fréquence de la synthèse micro-onde.	14
1.3.2 Exemple de mesure avec la fontaine double.	15
1.4 Les effets systématiques dans les fontaines.	18
2 Améliorations récentes de la fontaine double.	23
2.1 Amélioration du chargement du nuage de césium.	23
2.1.1 Le dispositif existant.	24
2.1.2 Le collimateur de jet.	25
2.2 Oscillateur cryogénique à résonateur de saphir (OCRS).	28
2.2.1 Description de l'OCRS.	29
2.2.2 Performances de l'OCRS.	30
2.2.3 Dispositif de comparaison de l'OCRS avec le maser à hydrogène.	31
2.2.4 Asservissement de l'OCRS sur le maser à hydrogène.	31
2.2.5 Mesure de l'OCRS asservi.	34
2.2.6 Étude des effets affectant la stabilité de fréquence à long terme de l'OCRS.	36
2.3 La chaîne double.	37
2.3.1 Principe de fonctionnement de la chaîne double.	37
2.3.2 Caractérisation de la chaîne double.	40
2.4 Alimentation symétrique de la cavité d'interrogation.	40
2.4.1 L'effet Doppler du 1 ^{er} ordre.	40

2.4.2	La chaîne d'alimentation symétrique de la cavité césium.	41
2.4.3	Mesure du déphasage induit par l'alimentation asymétrique.	44
3	Quelques éléments de la théorie des collisions.	47
3.1	Rappels théoriques.	47
3.1.1	Collisions élastiques à deux atomes.	48
3.1.2	Diffusion par un potentiel central.	49
3.1.3	Longueur de diffusion a en onde s	51
3.2	Déplacement de fréquence dû aux collisions.	51
3.3	Résonances de Feshbach.	52
4	Contrôle du déplacement collisionnel.	55
4.1	La densité effective et le cas de l'atome de césium.	55
4.1.1	Un modèle d'expansion du nuage.	55
4.1.2	Liens avec le déplacement collisionnel, le cas du césium.	57
4.2	Comment évaluer le déplacement collisionnel ?	59
4.2.1	Méthode différentielle.	59
4.2.2	Mesure et principe de la correction du déplacement collisionnel.	60
4.3	Le transfert de population par passage adiabatique.	62
4.3.1	Les conditions d'adiabaticité.	62
4.3.2	Le choix de l'impulsion Blackman.	64
4.4	Méthode différentielle avec le passage adiabatique.	66
4.4.1	Comment faire varier le nombre d'atomes ?	66
4.4.2	Paramétrage de la méthode.	66
4.5	Validations expérimentales.	69
4.5.1	Le dispositif expérimental.	69
4.5.2	Validation expérimentale du transfert de population.	71
4.6	Mesure du déplacement collisionnel du ^{133}Cs	73
4.6.1	Validation de la méthode : effet de la température.	74
4.6.2	Comparaison sélection adiabatique – sélections classiques.	76
4.7	Correction du déplacement collisionnel.	79
4.7.1	Cas pratiques.	79
4.7.2	Discussion sur l'échantillonnage de \mathcal{K}_{coll}	81
4.8	Contribution des atomes dans $ F = 3; m_F\rangle$	86
4.8.1	Utilisation du passage adiabatique pour $m_F \neq 0$	87
4.8.2	La méthode de mesure.	88
4.9	Observation de résonances de Feshbach.	93
4.9.1	Résultats expérimentaux.	93

4.9.2	Un court préambule théorique.	94
4.9.3	Un modèle Monte–Carlo.	96
5	Recherche d’une variation de constantes fondamentales.	103
5.1	Les mesures géophysiques.	104
5.2	Les mesures astrophysiques.	105
5.2.1	Mesures par désintégration par rayonnement α et rayonnement β	105
5.2.2	Absorption du spectre lumineux de quasars par des nuages interstellaires : position du problème.	106
5.2.3	Méthode du “doublet alcalin”.	106
5.2.4	Méthode utilisant plusieurs “multiplets”.	107
5.3	Les mesures métrologiques.	107
5.3.1	Position du problème.	108
5.3.2	Comment les horloges sont-elles sensibles aux variations des constantes fondamentales ?	108
5.4	Comparaisons de fréquences rubidium – césium.	111
5.4.1	Le dispositif expérimental.	111
5.4.2	Le principe de la comparaison.	113
5.4.3	Les comparaisons de 2002 et 2004.	113
5.4.4	Liens avec les constantes fondamentales.	117
5.5	Autres mesures récentes.	119
5.6	En guise de conclusion.	121
6	FO2 un instrument de métrologie	125
6.1	Amélioration du contrôle du champ magnétique.	125
6.1.1	Mesure du champ magnétique de FO2.	126
6.1.2	Stabilité du champ magnétique.	130
6.1.3	Suivi automatisé du champ magnétique.	133
6.2	FO2, un étalon de fréquence ultra-stable.	134
6.2.1	Mesures de stabilités de fréquence avec FO2.	134
6.3	Le bilan d’exactitude de FO2.	136
6.4	Comparaisons locales de fontaines.	138
6.4.1	Protocole de comparaison.	138
6.4.2	Campagne de mesures.	140
6.5	Contribution à la réalisation des échelles de temps.	142
6.5.1	Les différentes échelles de temps.	142
6.5.2	Étalonnages de masers.	143
6.6	Comparaisons de fontaines par lien satellitaire.	147
6.6.1	Les systèmes GPS et TWSTFT.	147
6.6.2	Comparaison entre le SYRTE et la PTB.	148

Conclusions et perspectives	151
A Atomes de ^{133}Cs et ^{87}Rb.	157
A.1 Le césium 133.	157
A.2 Le rubidium 87.	159
B Publications	161
B.1 Controlling the Cold Collision Shift in High Precision Atomic Interferometry	162
B.2 Search for Variations of Fundamental Constants using Atomic Fountain Clocks	167
B.3 New Limits on the Drift of Fundamental Constants from La- boratory Measurements	172
Bibliographie	179

Introduction

Au fil des siècles, la mesure du temps est devenue de plus en plus précise, à mesure que les enjeux se sont accrus. A l'époque historique, c'est surtout la marine qui en fut le principal demandeur. Connaître précisément le temps écoulé, c'est savoir sa longitude. Maîtriser la navigation c'est étendre sa zone d'influence territoriale, commerciale et stratégique. Rien d'étonnant alors, qu'au XVIII^{ème} siècle la marine et le bureau des longitudes britanniques furent à l'origine d'un concours visant à la mise au point d'un chronomètre capable de ne perdre qu'une seconde par jour.

Les échelles de temps nationales quant à elles étaient basées sur la mesure de la course des astres. Mais au milieu du XX^{ème} siècle, à la suite des progrès de la physique atomique, elles furent détrônées par les étalons atomiques de fréquence. Ces horloges sont de plus en plus impliquées dans la vie quotidienne, notamment en renouant avec leurs destinations premières, le positionnement *via* les systèmes GPS (USA), GLONASS (Russie) et bientôt GALILEO (Europe). En trois siècles les enjeux n'ont pas tellement changé, ni même la nature des commanditaires. Cependant les applications sont plus vastes, et accessibles par quasiment tout le monde, pour déterminer sa position, mais aussi pour la synchronisation (principalement dans le domaine des télécommunications).

De nos jours les horloges atomiques de type fontaine, basées sur les techniques de refroidissement laser de l'atome de césium 133, sont à la pointe de la réalisation de l'échelle de temps atomique internationale. Elles atteignent couramment des exactitudes de l'ordre de 10^{-15} en valeur relative, et ont en ligne de mire 10^{-16} . Une telle performance est difficile à réaliser et équivaut à mesurer la distance Terre–Soleil à $15\ \mu m$ près, ou bien le rayon de la Terre à $6\ \text{\AA}$ près !

La principale source de limitation c'est le contrôle fin des différents paramètres de la fontaine. L'atome n'étant ni seul, ni isolé, il est perturbé. En particulier, pour le césium, la présence d'autres atomes froids conduit à un déplacement collisionnel important [1, 2, 3]. Le contrôle du champ magnétique et de la température sont aussi primordiaux [4, 5]. Ces instruments sont

capables d'être très stables, ce qui permet d'atteindre assez vite la résolution nécessaire pour la mesure et le contrôle fin de ces effets. Nous avons mis au point une méthode pour mesurer avec précision les collisions entre atomes froids.

Il est aussi possible de comparer des fontaines, soit localement, soit par liaisons satellites. En le faisant avec deux fontaines basées sur des atomes différents, on peut directement comparer les fréquences hyperfines des deux espèces. Si l'on répète ces mesures au cours du temps il est possible de contraindre d'éventuelles variations de certaines constantes (ou de produits de constantes) fondamentales [6].

A mon arrivée au BNM-LPTF (désormais BNM-SYRTE), la construction de la fontaine double (FO2) venait de s'achever. C'était l'aboutissement des travaux de thèse conjoints de S. Bize et Y. Sortais [3, 6]. Ils avaient commencé par construire une horloge rubidium [7, 8], qui évolua, au prix de lourdes modifications, vers la fontaine double. Les avantages de disposer des deux espèces atomiques dans un même dispositif sont multiples :

- bénéficier de la faible sensibilité aux collisions du rubidium 87 tout en ayant un étalon primaire de fréquence (*i.e.* horloge basée sur le césium 133, capable de réaliser la seconde).
- les deux atomes étant dans le même dispositif, ils “expérimentent”, tout ou partie, des mêmes fluctuations de fonctionnement du dispositif. On peut espérer “réjecter”, au moins partiellement, ces effets.
- en fonctionnement double, on peut comparer en permanence les fréquences hyperfines des deux espèces, et accéder à leurs éventuelles variations temporelles, bien plus simplement qu'avec deux fontaines distinctes.

Les inconvénients sont surtout dûs à l'aspect double du dispositif (sans être, naturellement, supérieurs aux bénéfices escomptés) :

- un banc optique de refroidissement et de lancement des atomes, plus un banc optique de ralentissement du jet atomique, pour chaque espèce, soit 10 lasers à cavités étendues et 5 lasers esclaves injectés.
- autant d'électroniques de pilotage de diodes que de lasers.
- doublement de la synthèse de fréquences et usinage très délicat d'une cavité micro-onde double.
- deux sources atomiques.

Nous avons fait fonctionner avec succès et pour la première fois, la fontaine double en mode rubidium et en mode césium. Nous n'avons cependant pas eu le temps de mettre en fonction la fontaine en mode double simultanée, c'est à dire, de capturer, lancer, interroger et détecter les deux alcalins dans un même cycle de fontaine.

Ce manuscrit présente le travail effectué durant ma thèse, mais c'est aussi le fruit des efforts de toute une équipe. Il se décompose comme suit :

▷ Le chapitre 1. Reprend succinctement le principe de fonctionnement d'une fontaine atomique. Il s'attache à faire un bref aperçu des différents types d'horloges atomiques avant de se recentrer sur les horloges atomiques de type fontaine. On y abordera le principe d'une mesure à l'aide de ce genre de dispositif.

▷ Le chapitre 2. Expose les améliorations apportées à la fontaine depuis mon arrivée au laboratoire. Cela va de l'augmentation du nombre d'atomes de césium capturés, à la mise en service définitive d'un oscillateur cryogénique ultra-stable, au développement d'une nouvelle électronique de synthèse de la micro-onde interrogatrice, pour finir par la symétrisation de l'alimentation de la cavité d'interrogation des atomes.

▷ Le chapitre 3. Fait un bref rappel des concepts de la théorie des collisions nécessaire à la compréhension du chapitre suivant. On y trouvera des bribes de la théorie de la diffusion, d'explication du déplacement de fréquences induit par les collisions sur les mesures de fontaines et des résonances de Feshbach.

▷ Le chapitre 4. Cette partie est dédiée au contrôle du déplacement collisionnel. Tout d'abord, on discute du cas particulier de l'atome de césium 133, qui se révèle être un atome très riche pour l'étude des collisions froides. Nous verrons comment il est possible de mesurer le déplacement collisionnel à l'aide de la combinaison de deux méthodes : la sélection des atomes par passage adiabatique et une méthode de mesure différentielle. Une large part de ce chapitre est consacrée à l'explication de la méthode de sélection par passage adiabatique. Nous y verrons les choix techniques retenus ainsi que leur validation expérimentale. Au cours de cette dernière phase, nous avons mis en évidence des résonances de Feshbach inattendues, compte tenu des conditions qui règnent dans la fontaine. Une simulation numérique tentera de faire le lien entre les mesures et des travaux théoriques récents, afin d'en contraindre certains paramètres.

▷ Le chapitre 5. Dans ce chapitre est fait un petit état de l'art des différentes méthodes pour le test de la stabilité des constantes fondamentales. Puis, nous allons voir les deux mesures de la fréquence hyperfine du rubidium 87 effectuées durant ma thèse. Elles s'inscrivent dans un ensemble de mesures étalées sur 6 ans. La variation temporelle de la fréquence hyperfine du ^{87}Rb

peut être reliée à une variation temporelle de certaines propriétés des états internes de l'atome. On peut en déduire des contraintes sur l'éventuelle variation temporelle de certaines constantes (ou produits de constantes).

▷ Le chapitre 6. C'est l'aspect "instrument de métrologie" qui motive ce dernier chapitre. On y présente une amélioration notable du contrôle et du suivi du champ magnétique dans la fontaine. On y trouve aussi les performances en terme de stabilité, puis un bilan d'exactitude est dressé ainsi qu'une discussion sur les différents effets y contribuant. Récemment une comparaison entre fontaines a été conduite au niveau de l'observatoire et une autre avec des collègues étrangers par le biais de liaisons satellites. Enfin, nous aborderons notre mission de contribution à la réalisation de l'échelle de temps atomique internationale.

▷ L'annexe A. Donne différents paramètres et diagrammes d'énergie pour les atomes de césium 133 et de rubidium 87.

▷ L'annexe B. Regroupe trois articles publiés au cours de ce travail de thèse.

Chapitre 1

Principe de fonctionnement d'une fontaine atomique.

La description détaillée des horloges atomiques, plus particulièrement des fontaines, a été faite plusieurs fois par des doctorants du BNM-SYRTE dans [9, 10, 4, 5]. Celle de la fontaine double (FO2), sur laquelle j'ai travaillée au cours de ma thèse, est faite en détail dans [6, 3]¹. Afin d'épargner au lecteur, comme à l'auteur, la n^{ème} redite de principes connus et abondamment expliqués dans la littérature, je ne rappellerai que le nécessaire à la compréhension de la suite du manuscrit.

1.1 Le principe de fonctionnement d'une horloge atomique.

1.1.1 Qu'est ce qu'une horloge ?

La plupart du temps, une horloge est un dispositif composé d'un oscillateur et d'un outil de comptage des oscillations. L'oscillateur a pour objet de définir un intervalle de temps, qui est déterminé par les lois de la physique qui le gouvernent. C'est le cas de l'antique pendule, jusqu'à l'actuelle référence servant de base à la définition de la seconde : l'atome de césium 133. Un cycle par seconde définit une période de 1 Hz. Le dispositif de comptage² permet de quantifier l'accumulation de ces événements à partir d'un point de référence, ce qui définit la notion de temps.

¹ La plupart de ces documents sont disponibles sur [11, 12]

² Souvent appelé "integrator" en anglais, ce qui explique qu'une mesure de fréquence soit très souvent qualifiée "d'intégration", y compris en français.

Les références atomiques sont généralement les plus performantes car ce sont des sources de fréquences plus stables sur le long terme que les oscillateurs macroscopiques. Ces derniers sont particulièrement sensibles à de nombreux paramètres extérieurs ainsi qu'au vieillissement des composants, ce qui ne concerne pas les atomes. Ce qui sert de référence, c'est l'oscillation d'un signal électromagnétique associé à l'écart entre deux niveaux d'énergie, auquel correspond une particule (un photon, c'est à dire, un *quanta* d'énergie). Cette énergie, E , peut être reliée à la fréquence du signal électromagnétique, ν , par la relation $E = h\nu$, où h est la constante de Planck. Un certain nombre de perturbations peuvent modifier les niveaux d'énergie et donc ν . Tout l'art de la métrologie consiste à les minimiser et/ou à les contrôler.

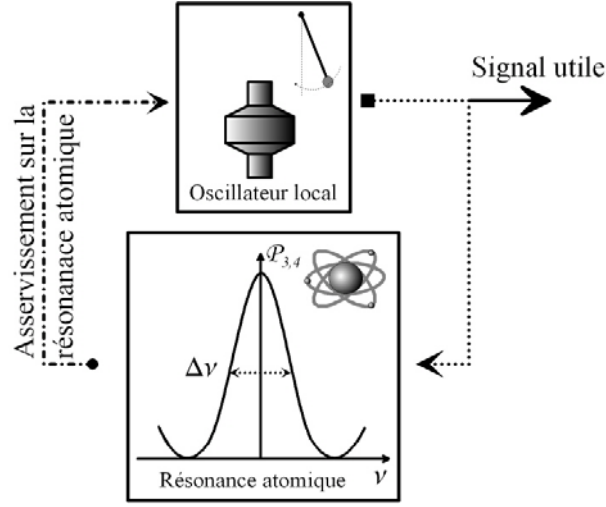
Les paramètres importants d'une horloge sont :

- son incertitude, c'est à dire, à quel point l'horloge peut réaliser l'intervalle de temps qui constitue la seconde. Pour estimer cela, on s'intéresse à la quantité $y(t)$, qui représente la variation de l'erreur sur la mesure d'un intervalle de temps, normalisée par la valeur de cet intervalle. C'est une quantité sans dimension ainsi qu'une fonction du temps.
- sa stabilité, c'est à dire, sa propension à modifier sa fréquence d'une mesure à l'autre. Une horloge peut être fautive en fréquence et être très stable. Elle peut par exemple avoir une variation d'une seconde par jour, si cette variation demeure la même au cours du temps sa stabilité sera excellente ³.
- son insensibilité aux variations des conditions extérieures.

1.1.2 Les horloges atomiques.

Le principe d'une horloge atomique est de prendre comme référence de fréquence une résonance atomique. On distingue les horloges actives et passives. Les premières sont des dispositifs qui sont à même de délivrer un signal utile sur une large gamme du spectre, qui va de la radio-fréquence à l'hyperfréquence. Dans le cas des horloges passives on verrouille la fréquence de l'oscillateur d'interrogation sur la réponse atomique de manière à le référencer sur les atomes. On peut alors utiliser cet oscillateur pour des applications. Ce sont les fluctuations de l'environnement dans lequel ce trouvent les atomes qui sont les plus susceptibles de limiter les performances de l'horloge. Depuis 1967, il a été décidé à la Conférence des Poids et Mesures que : "La seconde est la durée de 9 192 631 770 périodes de la radiation correspondant à la transition entre les deux niveaux hyperfins de l'état fondamental de l'atome de césium 133.

³ L'objectif du concours remporté par Harrison en 1772 était de réaliser un chronomètre avec un $y(t)$ de moins que 3 s par jour soit, $3/86\,400 = 3.5 \cdot 10^{-5}$. De nos jours la fontaine double a un $y(t)$ de l'ordre de $2 \cdot 10^{-16}$ à une journée.

FIG. 1.1 – *Principe de fonctionnement d'une horloge atomique.*

Cette définition se réfère à un atome de césium au repos, à une température de 0 K [13]. Pour les applications terrestres on utilise le Temps Atomique International (TAI), qui utilise la définition de la seconde prise au niveau de la surface du géoïde. Cette fréquence $\nu_{Cs} = 9\,192\,631\,770$ Hz correspond à la transition entre les niveaux $|F = 3; m_F = 0\rangle = |3; 0\rangle$ et $|4; 0\rangle$ du niveau fin $6S_{1/2}$ du ^{133}Cs . Dans le cas du ^{87}Rb la transition horloge est entre le niveau $|1; 0\rangle$ et $|2; 0\rangle$ du niveau fin $5S_{1/2}$. Par défaut, dans la suite de ce manuscrit je considérerai l'atome de césium.

L'asservissement de l'horloge (cf. figure 1.1) sur la résonance atomique se fait en excitant les atomes à l'aide de micro-onde à une fréquence proche de ν_{Cs} et en regardant la probabilité de transition, $\mathcal{P}_{3,4}$, résultante. Ce signal excitateur est synthétisé à partir de la fréquence de l'oscillateur d'interrogation et recopie au mieux ses caractéristiques. La probabilité de transition, $\mathcal{P}_{3,4}$, de l'état $|3; 0\rangle$ à l'état $|4; 0\rangle$ (ou inversement) est donnée par [14] :

$$\mathcal{P}_{3,4} = \frac{N_4}{N_4 + N_3}$$

en détectant les populations, N_3 , dans l'état $|3\rangle$ et N_4 , dans l'état $|4\rangle$. Pour asservir l'oscillateur sur cette résonance on applique des corrections de fréquence permettant de garder $\mathcal{P}_{3,4}$ maximum. Elles peuvent être appliquées physiquement à l'oscillateur (par exemple, en changeant la valeur d'un condensateur ajustable d'un oscillateur à quartz), dans ce cas, ce n'est plus totalement une horloge active, puisqu'elle est référencée à une résonance atomique *via* un asservissement. Dans le cas d'une horloge passive, on ne peut

pas agir directement sur les atomes. On effectue et on enregistre des corrections de fréquences qui permettent de modifier finement la valeur de la micro-onde afin de garder le signal résonnant avec les atomes. On peut calibrer la dérive et le décalage de la fréquence de l'oscillateur d'interrogation, on peut aussi l'asservir.

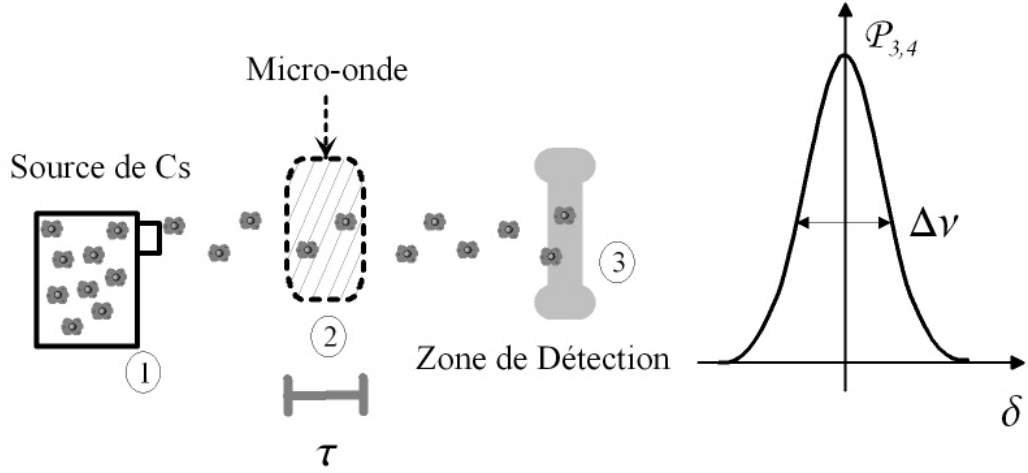


FIG. 1.2 – *Principe d'une interrogation de Rabi. Après la production d'atomes dans un jet (1), il y a interaction entre les atomes et la micro-onde d'interrogation (2) au cours d'un seul passage. La réponse atomique donnée par $\mathcal{P}_{3,4}$, après détection des populations (3), consiste en une résonance de Rabi unique en fonction du désaccord, δ , de la micro-onde.*

Les figures 1.2 et 1.3 montrent deux principes d'interrogation. La figure 1.2 illustre, la production d'atomes dans un jet (1), l'interaction entre les atomes et la micro-onde d'interrogation (2) au cours d'un seul passage de durée τ . La réponse des atomes est donnée par $\mathcal{P}_{3,4}$, après détection des populations (3) et consiste en une résonance de Rabi unique en fonction du désaccord ($\delta = \nu_{\text{micro-onde}} - \nu_{Cs}$) de la micro-onde. La largeur de cette résonance est inversement proportionnelle au temps d'interaction τ , tel que :

$$\Delta\nu \propto \frac{1}{\tau}$$

La figure 1.3 expose les étapes (1) et (3) identiques à celles de la figure précédente. L'interaction entre les atomes et la micro-onde d'interrogation (2) se fait, dans ce cas, au moyen d'une zone d'interaction double. Il y a deux interactions brèves de durée τ avec la micro-onde, espacées par un temps de vol libre, relativement long, de durée T_{Vol} . Cette méthode est dite

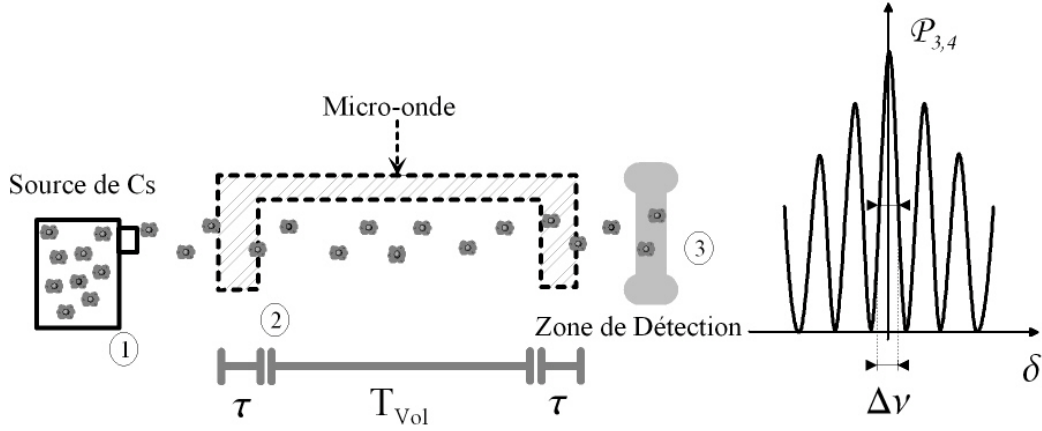


FIG. 1.3 – *Principe de fonctionnement d’une horloge atomique par franges de Ramsey. La figure expose les étapes (1) et (3) identiques à celles de la figure précédente ainsi que l’interaction entre les atomes et la micro-onde d’interrogation (2) qui ce fait dans ce cas, au moyen d’une zone d’interaction double. Il y a deux interactions brèves de durée τ successives avec la micro-onde, espacées par un temps de vol libre relativement long de durée T_{Vol} . Cette méthode est dite de Ramsey et réalise une interférence atomique. On distingue donc des franges espacées de $\Delta\nu$.*

de Ramsey [15] et réalise une interférence atomique. On distingue alors des franges espacées de $\Delta\nu$ tel que :

$$\Delta\nu \propto \frac{1}{2} \frac{1}{T_{Vol} + \tau} \simeq \frac{1}{2T_{Vol}}$$

Cette géométrie en “U” de la zone d’interrogation est typiquement celle utilisée dans les horloges à jet thermique [16]. En pratique le flux d’atomes et la géométrie sont tels que $\tau \ll T_{Vol}$.

On peut s’asservir sur la frange centrale, elle sera d’autant plus fine que T_{Vol} est long. Elle constitue un discriminateur de fréquence plus étroit qu’avec une impulsion Rabi unique.

1.2 Un cas particulier d’horloge : La fontaine atomique.

La géométrie des horloges à jet thermique représente un grand intérêt par rapport à ce qui se faisait précédemment mais aussi, un certain nombre d’inconvénients. La distance entre les deux bras du “U” ne peut pas être

trop grande pour de simples considérations de balistique (en présence d'un champ de pesanteur). L'interfrange est près de 100 fois plus grande que sur une fontaine à cause de la vitesse des atomes (jet thermique). Ces deux raisons limitent le paramètre $\Delta\nu$. Une différence de phase entre les deux zones d'interrogation ne se compense pas à cause de la dissymétrie de la cavité en "U" et peut déplacer la fréquence de l'horloge.

1.2.1 Une géométrie utilisant la gravité.

Afin de résoudre tout ou partie de ces problèmes, Zacharias a proposé dans les années 60 une géométrie en forme de fontaine. Il y a une cavité et les deux interactions avec la micro-onde se font au même endroit. Il a tenté de réaliser ce dispositif avec un jet d'atomes chauds, ce qui a échoué faute de suffisamment d'atomes participant aux deux interrogations. La première réalisation fructueuse d'une fontaine a été menée avec le sodium en 1989 [17] puis avec le césium en 1991 [18]. Cela a été principalement rendu possible grâce à l'utilisation d'atomes refroidis par diodes laser.

La figure 1.4 donne le principe de fonctionnement d'une fontaine atomique. (1) les atomes sont capturés dans une mélasse optique à l'intersection de six faisceaux lasers disposés en géométrie (1;1;1) et en polarisation $\text{lin} \perp \text{lin}$. Ils sont accordés sur la transition cyclante (cf. figure A.1) $|F = 4\rangle \rightarrow |F' = 5'\rangle$ qui sert au refroidissement. On y mélange de la lumière "repompeur", accordée sur la transition $|3\rangle \rightarrow |4'\rangle$. Les atomes de la mélasse sont donc dans l'état $|4; m_F\rangle$. On les lance vers le haut par une technique de mélasse mouvante en désaccordant de façon symétrique les faisceaux montants et descendants. Puis les atomes passent dans une cavité de sélection (2) accordée sur la transition horloge ($|4; m_F = 0\rangle \rightarrow |3; 0\rangle$). Un faisceau pous-seur (3) accordé sur $|4\rangle \rightarrow |5'\rangle$ va chasser les atomes restés dans $|4; m_F \neq 0\rangle$. A ce stade, seuls subsistent les atomes dans $|3; m_F = 0\rangle$. Ils passent ensuite dans la cavité d'interrogation (4) (souvent appelée cavité "Ramsey" ou encore cavité horloge) et interagissent une première fois avec la micro-onde horloge de haute stabilité. Cette dernière les met dans une superposition quantique des deux états horloge. Durant le vol la cohérence évolue. Puis le nuage repasse par cette même cavité (4') et les atomes interagissent une deuxième fois avec le champ micro-onde. C'est là que se réalise l'interférence atomique. En poursuivant la descente, ils passent par la zone de détection (5). Elle est constituée de deux nappes d'ondes stationnaires, chacune accordée sur l'un des deux niveaux horloge. Elles permettent de faire la mesure par fluorescence des différentes populations. Une fois intégré, ce signal permet de remonter au nombre d'atomes et d'accéder à la température du nuage *via* sa distribution spatiale. Cette méthode est dite des temps de vol (TOF, cf. bulle). Ceci est

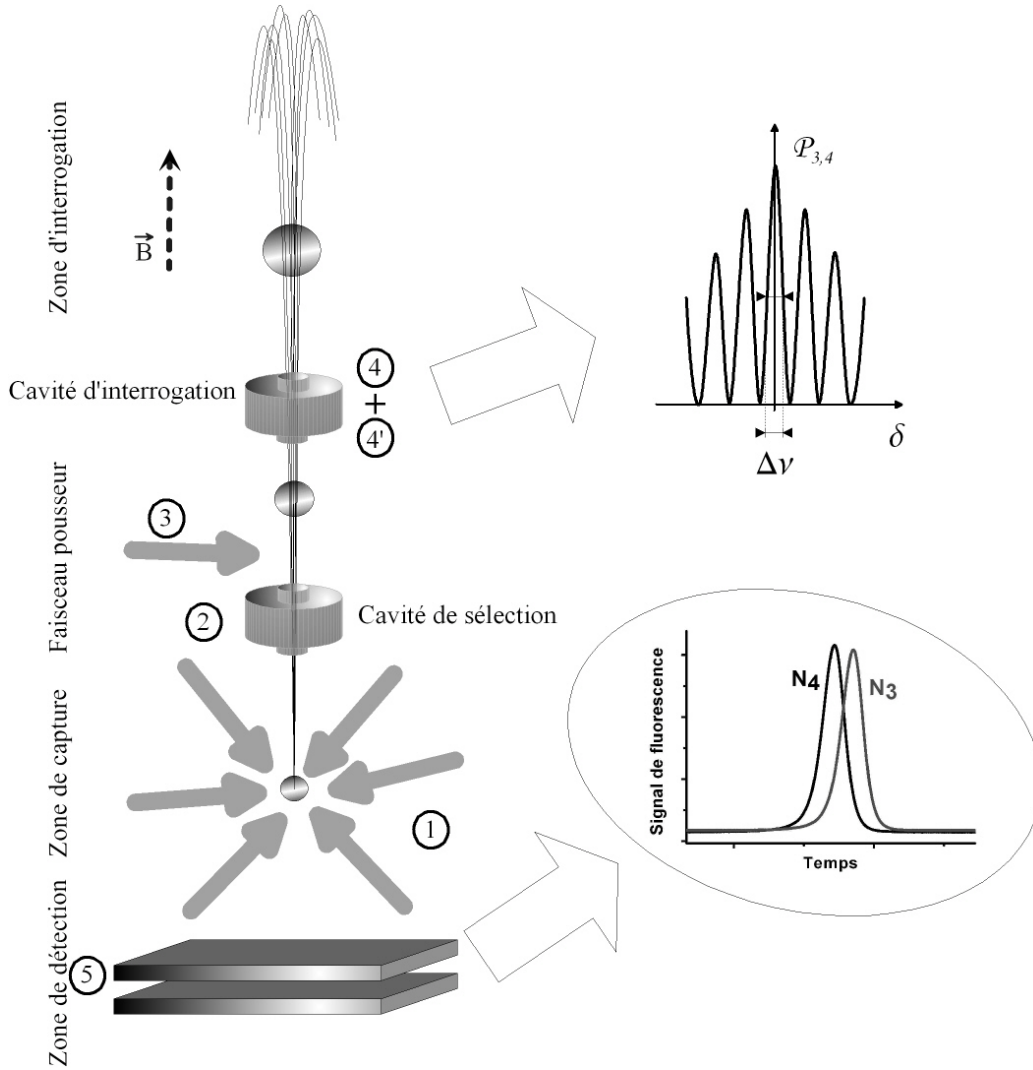


FIG. 1.4 – *Principe de fonctionnement d'une fontaine atomique.* (1) les atomes sont capturés dans une mélasse optique dans l'état $|4; m_F\rangle$. Ils passent dans une cavité de sélection (2) accordée sur la transition horloge. Un faisceau pousseur (3) chasse les atomes restés dans $|4; m_F \neq 0\rangle$, seuls subsistent ceux dans $|3; 0\rangle$. Ils passent dans la cavité d'interrogation et interagissent une première fois avec la micro-onde horloge, puis y repassent pour interagir une deuxième fois. En poursuivant la descente, les atomes passent par la zone de détection (5), constituée de deux nappes d'ondes stationnaires (accordées sur les deux niveaux horloge) qui assurent la mesure par fluorescence des atomes. Une fois intégré, ce signal permet de remonter au nombre d'atomes (donc à $\mathcal{P}_{3,4}$) et d'accéder à la température du nuage via la largeur des temps de vol (cf. bulle).

réalisé pour chacun des deux niveaux ce qui permet d'accéder à $\mathcal{P}_{3,4}$.

1.3 Le “signal” horloge de la fontaine.

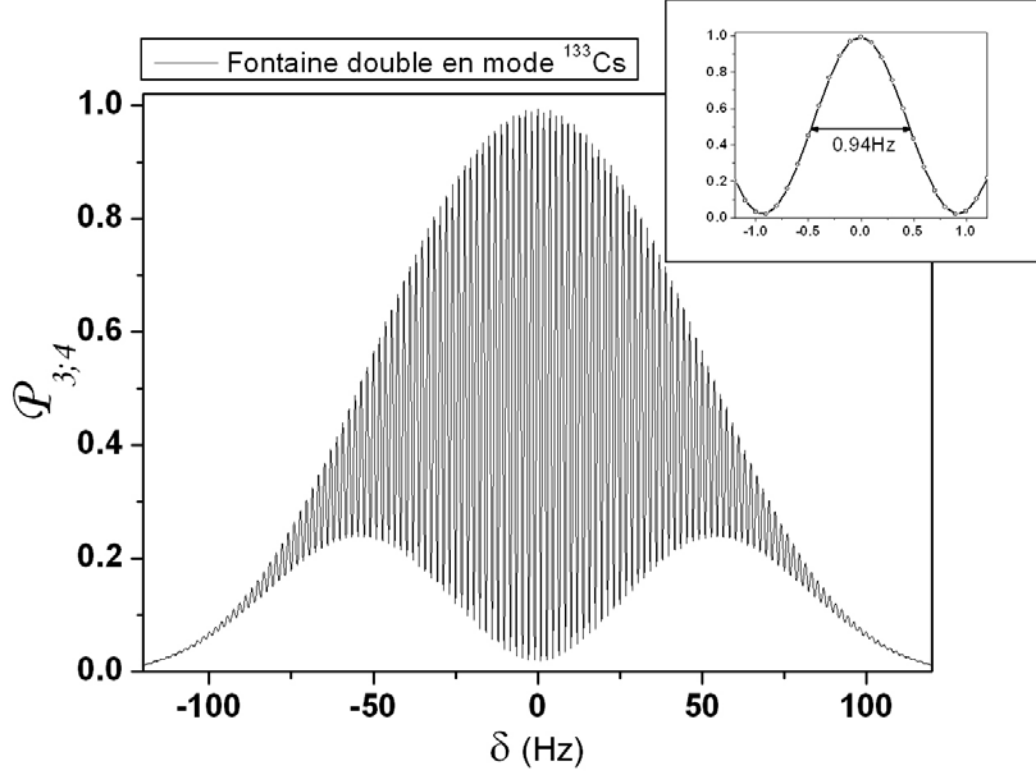


FIG. 1.5 – *Franges de Ramsey obtenues avec la fontaine double dans la configuration césium. La probabilité de transition est donnée en fonction du désaccord de la micro-onde. La frange centrale a un contraste de 97.8 % et une largeur $\Delta\nu$ de 0.94 Hz. La vitesse de lancement est de 4.1 m/s pour une hauteur de 0.86 m au dessus de la zone de capture et la température du nuage est de $\sim 1.0 \mu K$ à la détection. Le rapport signal à bruit est supérieur à 4 500. (La figure n'est pas moyennée, chaque point représente une mesure de $\mathcal{P}_{3,4}$.)*

$\mathcal{P}_{3,4}$ est une fonction du désaccord à la résonance ($\delta = \nu_{\text{micro-onde}} - \nu_{Cs}$) de la micro-onde interrogatrice. A ce titre, elle dépend de la fréquence de l'oscillateur d'interrogation et est maximale ⁴ lorsque cette fréquence est identique à celle des atomes. Près de résonance on peut montrer que :

⁴ On peut aussi obtenir des maxima de $\mathcal{P}_{3,4}$ à puissance plus élevée (*i.e.* $n \times \pi$, mais c'est pour $n = 1$ que $\mathcal{P}_{3,4}$ est maximum.)

$$\mathcal{P}_{3,4}(T_{Vol}) \simeq \cos^2(\pi\delta T_{Vol}) \quad (1.1)$$

$\mathcal{P}_{3,4}$ est déterminée en mesurant les populations par la méthode des temps de vol (un exemple de mesure de signal de temps de vol est donné dans la bulle de la figure 1.4).

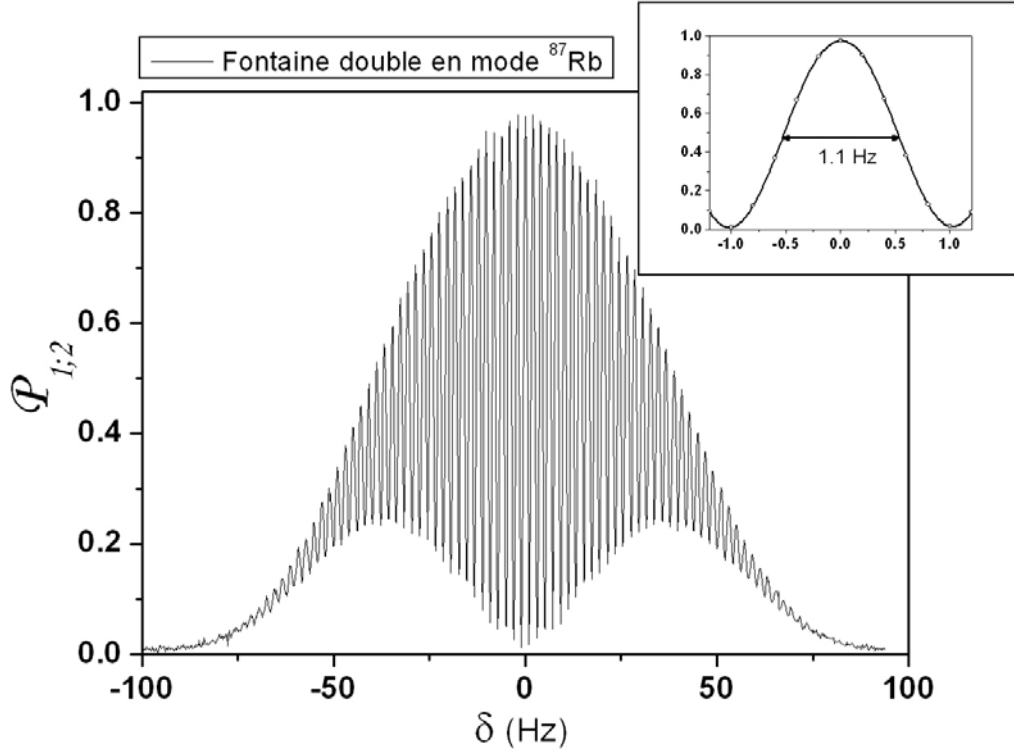


FIG. 1.6 – *Franges de Ramsey obtenues avec la fontaine double en mode rubidium*. La probabilité de transition est donnée en fonction du désaccord de la micro-onde. La frange centrale à un contraste de 96.0 % et une largeur $\Delta\nu$ de 1.1 Hz. La vitesse de lancement est 3.7 m/s ce qui donne une hauteur de lancement de 0.72 m au dessus de la zone de capture, la température du nuage est de $\sim 1.6 \mu K$ à la détection. Le rapport signal à bruit est proche de 1 000. (La figure n'est pas moyennée, chaque point représente une mesure de $\mathcal{P}_{1,2}$.)

Les figures 1.5 et 1.6 nous montrent les franges de Ramsey obtenues avec la fontaine double dans la configuration césium ou rubidium. La probabilité de transition est donnée en fonction du désaccord de la micro-onde. Dans le cas du césium, la frange centrale a un contraste de 97.8 % et une largeur $\Delta\nu$ de 0.94 Hz. La vitesse de lancement est de 4.1 m/s pour une hauteur

de 0.86 m au dessus de la zone de capture et une température du nuage de $\sim 1.0 \mu\text{K}$ à la détection. Dans ces conditions le rapport signal à bruit est de 4 500. Dans le cas du rubidium, la frange centrale a un contraste de 96.0 % et une largeur $\Delta\nu$ de 1.1 Hz. La vitesse de lancement est 3.7 m/s ce qui donne une hauteur de lancement de 0.72 m au dessus de la zone de capture, la température du nuage est de $\sim 1.6 \mu\text{K}$ à la détection. Le rapport signal à bruit est de 970.

1.3.1 Asservissement en fréquence de la synthèse micro-onde.

Afin de réaliser une horloge qui permettra de mesurer l'oscillateur d'interrogation, on doit suivre la frange centrale, autrement dit la résonance. Or, on ne peut pas s'asservir sur le maximum, puisque la dérivée y est nulle. En pratique, on se place sur les flancs de la frange centrale de largeur $\Delta\nu$. On applique une modulation carrée sur δ entre $+\Delta\nu/2$ et $-\Delta\nu/2$ avec une demi-période égale au temps de cycle de la fontaine pour sonder à mi-hauteur les deux flancs de la frange (voir la figure 1.7). On va se servir de $d\mathcal{P}_{3,4}/d\delta$ comme discriminateur de fréquence, plus il est élevé et plus la fontaine sera sensible à des déviations faibles de la fréquence de la micro-onde excitatrice. La modulation carrée est réalisée par l'ordinateur de la fontaine en pilotant un synthétiseur à la fin de chaque cycle de fontaine, après qu'on ait déterminé $\mathcal{P}_{3,4}$. Ce synthétiseur permet de modifier finement la fréquence micro-onde qui est envoyée aux atomes. Si $\delta^{(k)}$ est la valeur du désaccord qui maximise $\mathcal{P}_{3,4}^{(k)}$ (du $k^{\text{ème}}$ cycle) et $\delta_{1/2}^{(k)}$ la valeur à mi-contraste, on peut écrire :

$$\delta_{1/2}^{(k)} = \delta^{(k)} + (-1)^k \frac{\Delta\nu}{2}$$

Le signal d'erreur est donné par la variation de la probabilité de transition d'un cycle à l'autre. En appliquant un gain G , on peut corriger la valeur de $\delta^{(k+1)}$, comme suit :

$$\delta^{(k+1)} = \delta^{(k)} + (-1)^k G[\mathcal{P}_{3,4}^{(k)} - \mathcal{P}_{3,4}^{(k-1)}]$$

Ce processus itératif constitue un asservissement intégral qui n'est stable que pour des valeurs de G négatives et pour des constantes de temps de l'ordre de 3 cycles [19].

L'ordinateur enregistre cycle à cycle les corrections de fréquences envoyées au synthétiseur. La collection de ces valeurs constitue le "signal" de la fontaine.

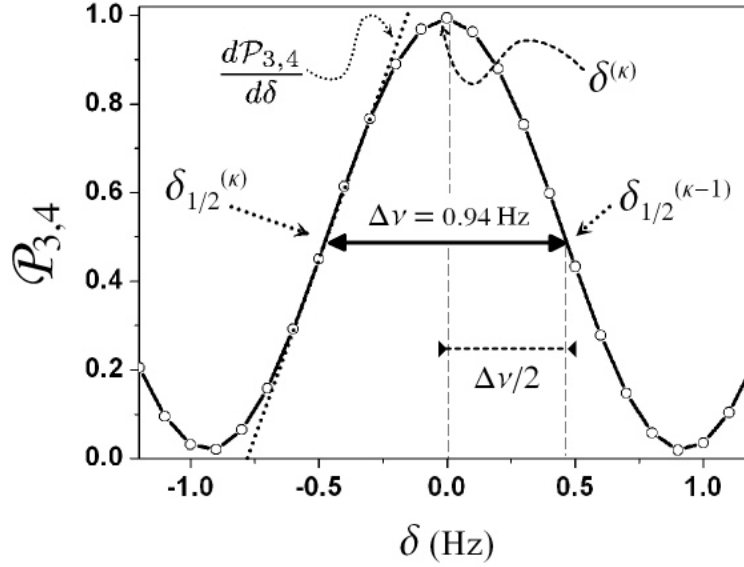


FIG. 1.7 – *Principe d’asservissement sur la frange centrale de largeur $\Delta\nu$. On applique une modulation carrée sur δ entre $+\Delta\nu/2$ et $-\Delta\nu/2$ avec une demi-période égale au temps de cycle pour sonder à mi-hauteur les deux flancs de la frange.*

1.3.2 Exemple de mesure avec la fontaine double.

La figure 1.8 nous donne un exemple de mesure d’un oscillateur d’interrogation par la fontaine double. En l’occurrence il s’agit d’un maser à hydrogène, à partir duquel est synthétisé la micro-onde à 9.2 GHz, par une chaîne de synthèse hyper-fréquence (cf. paragraphe 2.3). C’est la collection des corrections de fréquences appliquées sur la chaîne à l’aide du synthétiseur qui est tracée ici en fonction du nombre de cycles de fontaine. Ce signal est du bruit blanc de fréquence ⁵ dont la valeur moyenne $\langle\delta\rangle$ sur cet échantillon est non nulle. Cela constitue une calibration du maser sur cette période de mesure, lorsque l’on aura tenu compte des effets systématiques discutés au paragraphe 1.4.

Le “signal” de fontaine peut s’écrire à un instant t comme :

$$\nu(t) = \nu_{Cs} (1 + \epsilon + y(t))$$

où ϵ est le déplacement relatif moyen du signal horloge par rapport à ν_{Cs} , et $y(t)$ est la fluctuation relative de ce signal. L’exactitude est l’incertitude que l’on a sur ϵ (ϵ c’est $\langle\delta\rangle/\nu_{Cs}$ corrigé des effets systématiques).

⁵ C’est à dire que chaque valeur est décorélée des autres.

En métrologie il est courant d'utiliser une variance spéciale pour caractériser les différents types de bruits contenus dans un signal. Cet écart type a été introduit par Allan [20] (très souvent abusivement appelé "variance d'Allan"). Si on appelle \bar{y}_k les valeurs moyennes des fluctuations du signal $y(t)$ sur des intervalles successifs $t \in [t_k, t_{k+1}]$, tel que $t_{k+1} - t_k = \tau$, alors :

$$\bar{y}_k = \frac{1}{\tau} \int_{t_k}^{t_{k+1}} y(t) dt$$

La variance d'Allan s'exprime comme :

$$\begin{aligned} \sigma_y^2(\tau) &= \frac{1}{2} \langle (\bar{y}_{k+1} - \bar{y}_k)^2 \rangle \\ &= \frac{1}{2} \lim_{n \rightarrow \infty} \left\{ \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n (\bar{y}_{k+1} - \bar{y}_k)^2 \right\} \end{aligned}$$

L'avantage notable de la variance d'Allan est qu'elle permet de discriminer les types de bruit suivant la pente de la variance. Notamment pour le bruits blanc de fréquence, il équivaut à la variance standard et présente une pente en τ^{-1} .

Dans le cas de bruit blanc de fréquence, la stabilité de la fontaine est donnée par :

$$\sigma_y(\tau) = \frac{1}{2\pi\nu_{Cs}} \frac{\sigma_{\delta\mathcal{P}_{3,4}}}{\frac{d\mathcal{P}_{3,4}}{d\delta}} \sqrt{\frac{T_c}{\tau}}$$

$\sigma_{\delta\mathcal{P}_{3,4}}$ est l'écart type des fluctuations de $\mathcal{P}_{3,4}$, T_c le temps de cycle de la fontaine et ,ici, τ est la durée de la mesure. A l'aide de l'équation 1.1 on peut trouver l'expression générale de $\sigma_y(\tau)$:

$$\sigma_y(\tau) = \frac{1}{\pi Q_{at}} \frac{\sigma_{\delta\mathcal{P}_{3,4}}}{\sqrt{\mathcal{P}_{3,4}(1 - \mathcal{P}_{3,4})}} \sqrt{\frac{T_c}{\tau}} \quad (1.2)$$

où $Q_{at} = \nu_{Cs}/\Delta\nu \simeq 10^{10}$ est le facteur de qualité de la résonance atomique.

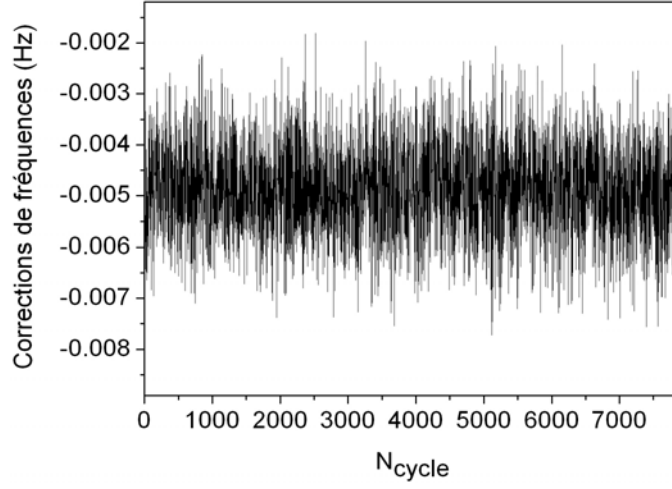


FIG. 1.8 – *Mesure d’un maser à hydrogène comme oscillateur d’interrogation par la fontaine double. C’est la collection des corrections de fréquences appliquées sur la chaîne à l’aide d’un synthétiseur qui est tracée en fonction de nombre de cycles. Ce signal est du bruit blanc de fréquence dont la valeur moyenne $\langle\delta\rangle$ sur cette échantillon est non nulle, cela constitue une calibration du maser sur cette période de mesure.*

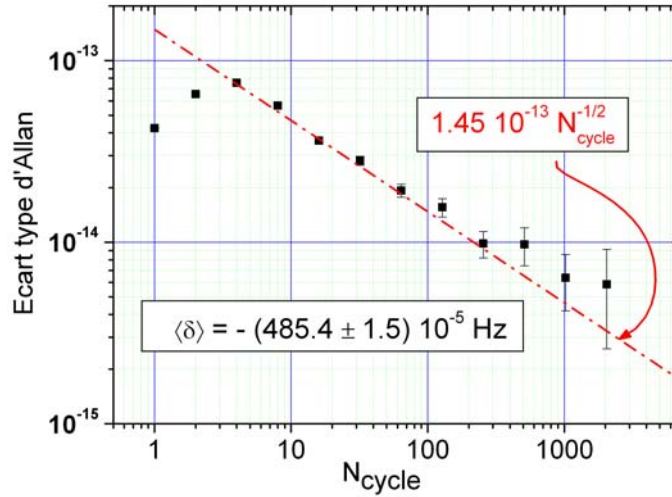


FIG. 1.9 – *Représente l’écart type d’Allan en valeur relative de l’échantillon de corrections de fréquences de la figure 1.8. La valeur moyenne des corrections de fréquence est $\langle\delta\rangle = -485.4 \cdot 10^{-5} \text{ Hz}$, la droite représente la pente en $N_{\text{cycle}}^{-1/2}$ caractéristique du bruit blanc de fréquence. La valeur de la stabilité de fréquence de la fontaine à 1 cycle est $\sigma_y(N_{\text{cycle}}=1) = 1.4 \cdot 10^{-13}$ en valeur relative. La résolution statistique sur $\langle\delta\rangle$ vaut $1.5 \cdot 10^{-5} \text{ Hz}$.*

La figure 1.9 représente l'écart type d'Allan de l'échantillon de corrections de fréquences tracées sur la figure 1.8. En l'occurrence, la valeur moyenne des la corrections de fréquences sur cet échantillon est $\langle \delta \rangle = -485.4 \cdot 10^{-5}$ Hz, la droite représente la pente en $\tau^{-1/2}$ prenant comme référence le point à 16 cycles. Dans le cas de bruit blanc de fréquence tout les points sont alignés sur cette droite. Les deux premiers ne satisfont pas cette condition car ils traduisent la réponse de la boucle d'asservissement du signal micro-onde sur les atomes. On peut vérifier que la constante de temps de l'asservissement est de quelques cycles. La valeur de l'intersection de cette droite avec la droite d'abscisse $N_{cycle} = 1$ donne la stabilité de fréquence de la fontaine à 1 cycle, $\sigma_y(N_{cycle} = 1) = 1.4 \cdot 10^{-13}$ en valeur relative. Toujours dans l'hypothèse de bruit blanc de fréquence, l'intersection de cette droite avec l'axe d'abscisse $N_{cycle} = N_{total \text{ échantillons}}$ donne la résolution statistique sur la valeur moyenne et vaut $1.5 \cdot 10^{-5}$ Hz. Cette incertitude est dite de **type A**. Mais pour effectuer une calibration absolue du maser il faut corriger $\langle \delta \rangle$ des effets systématiques qui déplacent la fréquence des horloges. Comme préconisé par le CCTF (Comité Consultatif Temps Fréquence) la distinction entre incertitude de **type A** et **type B** ne sera pas faite pour l'évaluation de l'incertitude sur les effets systématiques. Nous verrons plus loin que la plupart des effets que l'on cherche à mesurer sont déterminés par une combinaison de statistiques et de systématiques (c'est particulièrement le cas du déplacement collisionnel).

1.4 Les effets systématiques déplaçant la fréquence des fontaines.

Dans le cas idéal, l'atome est suffisamment isolé de l'extérieur pour être insensible aux conditions qui y règnent, ainsi qu'à leurs fluctuations. Ce n'est naturellement jamais le cas. En outre, l'atome ne se trouve pas seul et n'est pas dans un vide parfait, des phénomènes collisionnels vont intervenir. Nous allons passer en revue chacun des effets susceptibles de déplacer la valeur de la résonance des atomes :

▷ **Effet Zeeman quadratique.** On applique un champ magnétique ($\sim 2 \text{ mG} = 200 \text{ nT}$ ⁶) dans la zone d'interrogation (au dessus de la cavité Ramsey, cf.

⁶ Les figures 1.5 et 1.6 montrent que les franges de Ramsey sont comprises dans $\sim 200 \text{ Hz}$ (0.3 mG). Un champ de 2 mG place les premières transitions σ (*i.e.* $|3; 0\rangle \rightarrow |4; \pm 1\rangle$) à 1 mG et les premières transitions π (*i.e.* $|3; \pm 1\rangle \rightarrow |4; \pm 1\rangle$) à 2 mG . Toutes ces transitions sont donc bien résolues et ne risquent pas d'interférer. On aurait pu choisir un champ plus faible ($\sim 0.6 \text{ mG}$), mais les franges de Ramsey s'élargissent dans le cas où l'on veut faire des impulsions $n \times \pi$ (*i.e.* n^2 fois la puissance micro-onde à π) pour des tests de puissance.

figure 1.4) afin de lever la dégénérescence des niveaux Zeeman (cf. figures A.2 et A.1). Le déplacement de fréquence est quadratique en champ pour la transition horloge $|3;0\rangle \rightarrow |4;0\rangle$. Cet effet sera discuté au chapitre 6.

▷ **Le rayonnement du corps noir.** C'est le couplage des atomes avec le rayonnement électromagnétique dû à la température non nulle de la fontaine. Ce sont des champs électriques et magnétiques fluctuants, de valeur moyenne nulle mais de variance non nulle. Il a été montré, que c'est principalement le champ électrique qui déplace la fréquence horloge. La sensibilité en température est majoritairement une puissance quatrième de T , alors que le terme en puissance sixième est largement plus faible. Les coefficients sont actuellement très discutés [5, 21, 22]. Des mesures effectuées avec FO1 [9] sur l'effet Stark statique, et sur le corps noir [5] sont en bon accord et ont permis de déterminer les coefficients, on peut écrire le déplacement de fréquence dû au rayonnement du corps noir pour le césium comme :

$$\delta\nu_{\text{corps noir}} = -1.573(3) \cdot 10^{-4} \left(\frac{T}{300} \right)^4 \left[1 + 0.014 \left(\frac{T}{300} \right)^2 \right]$$

où T est la température en °K vu par les atomes (cf. annexe A pour le rubidium).

▷ **L'effet Doppler résiduel du 1^{er} ordre.** Effet dû au gradient de phase dans la cavité d'interrogation (*i.e.* manifestation d'une micro-onde non complètement stationnaire dans la cavité). Cet effet rend la fontaine sensible à l'inclinaison et à l'alimentation. Une estimation de l'effet est faite au paragraphe 2.4.

▷ **Le déplacement collisionnel.** Les atomes du nuage peuvent interagir soit avec le gaz résiduel à température ambiante, soit avec d'autres atomes froids du nuage. Dans le premier cas, la collision est si énergétique que les atomes sont éjectés du nuage et ne contribuent pas au fonctionnement de l'horloge. Dans le deuxième cas, la collision est suffisamment peu énergétique pour ne modifier que légèrement l'état interne de l'atome, mais tout de même assez pour déplacer la fréquence de résonance. Cette effet est dépendant de la densité atomique dans le nuage, il fera l'objet des chapitres 3 et 4.

▷ **Entraînement de fréquence par la cavité**⁷. Il est dû au fait que la cavité n'est pas parfaitement accordée sur la transition atomique. Cet effet dépend du nombre d'atomes. L'accord de la cavité est susceptible de varier avec la

⁷ Couramment appelé par sa dénomination anglaise de "cavity pulling"

température *via* la dilatation du cuivre et est d'autant plus grand que le facteur de qualité de la cavité est grand. Cet effet est évalué en même temps que le déplacement collisionnel.

▷ **Les fuites micro-ondes.** Interaction parasite qui a lieu en dehors de la cavité d'interrogation induite par des fuites de micro-onde. Cet effet a fait l'objet de mesures exposées au paragraphe 6.3.

▷ **Effets relativistes.** Il y a tout d'abord le décalage vers le rouge (statique), qui s'écrit comme gh_{cav}/c^2 , où h_{cav} est l'altitude de la cavité par rapport au géoïde (si l'on définit le centre de la cavité Ramsey, comme étant le "lieu" de la fontaine). h_{cav} vaut 60.3 ± 10.0 m pour le césium et 60.2 ± 10.0 m pour le rubidium, ce qui donne un effet de $6.57 \cdot 10^{-15}$, avec une incertitude de $1 \cdot 10^{-16}$. En outre, il faut tenir compte de deux effets dépendant de la dynamique du nuage. Le premier est l'effet de décalage vers le rouge (dynamique), $gh(t)/c^2$, que l'on doit intégrer sur le trajet des atomes entre les deux passages dans la cavité et qui vaut $2.4 \cdot 10^{-17}$. Le deuxième est l'effet Doppler du second ordre, $-v(t)^2/2c^2$, qu'il faut aussi intégrer sur le vol des atomes et qui vaut $-1.2 \cdot 10^{-17}$. Les deux effets se compensent partiellement et le résultat analytique de la somme des deux peut s'exprimer comme $v_{cav}^2/6c^2$, où v_{cav} est la vitesse du nuage dans la cavité. En tout état de cause, le somme de ces deux derniers est négligeable par rapport à l'incertitude sur le décalage vers le rouge statique.

▷ **Effet de recul.** Traduit la conservation de l'énergie et de l'impulsion lors de l'interaction entre l'atome et les photons micro-ondes. L'énergie cinétique supplémentaire se manifeste par un déplacement de fréquence $\delta\nu_r = \delta\omega/2\pi$ tel que :

$$\frac{\delta\omega}{\omega} = \frac{\hbar k}{2mc}$$

avec m , la masse de l'atome. Dans le cas du césium cela conduit à $\delta\nu_r/\nu_{Cs} \simeq 1.5 \cdot 10^{-16}$. Dans [23], P.Wolf et C. Bordé ont fait une analyse plus poussée, en tenant compte notamment, de la distribution spatiale de la fonction d'onde des atomes ainsi que de paramètres réalistes des conditions expérimentales de FO2. Ils trouvent une dépendance de l'effet avec la puissance micro-onde, mais aussi avec la distribution en vitesse du nuage. En conditions de fonctionnement normal, les auteurs bornent l'effet à $\sim 0.5 \cdot 10^{-16}$ à $\pi/2$. Nous avons décidé de garder, de manière prudente, une borne supérieure de 10^{-16} .

▷ **Transitions Ramsey, Rabi et Majorana.** Nous avons vu que nous avons choisi l'amplitude du champ magnétique statique appliqué dans la zone d'in-

terrogation afin d'isoler les deux niveaux de la transition horloge.

- lorsque la direction du champ magnétique n'est pas parfaitement colinéaire avec celle du champ micro-onde dans la cavité, il peut y avoir des “transitions de Ramsey” telles que $\Delta F = \pm 1$ et $\Delta m_F = \pm 1$.
- lorsque les états $|m_F| \neq 0$, ne sont pas équipéuplés des “transitions de Rabi” $\Delta F = 1$ et $\Delta m_F = 0$ peuvent avoir lieu lorsque la micro-onde est à ν_{Cs} .
- si le champ est inhomogène (fort gradient, changement de signe) il peut induire des “transitions de Majorana” telles que $\Delta F = 0$ et $|\Delta m_F| = 1; 2; 3 \dots$

Ces transitions parasites perturbent la cohérence en rendant dissymétriques les populations des sous niveaux Zeeman, ce qui a pour conséquence de rendre proportionnellement asymétrique les franges Ramsey. Ceci provoque des déplacements de fréquences susceptibles d'évoluer dans le temps. L'ensemble de ces trois effets, contribue au bilan d'incertitude pour moins que 10^{-16} [24].

Chapitre 2

Améliorations récentes de la fontaine double.

Ce chapitre a pour objet de montrer les améliorations apportées au dispositif expérimental que constitue la fontaine FO2. La première partie est relative au chargement du nuage d'atomes froids, alors que la seconde expose les avancées très notables faites sur la synthèse micro-onde. Ces chaînes de synthèse ont été réalisées pas D. Chambon, sous la supervision de G. Santarelli, avec le concours de l'équipe d'électronique [25].

2.1 Amélioration du chargement du nuage de césium.

Le chargement du nuage d'atomes froids est la première étape du cycle de la fontaine. Nous avons choisi de refroidir les atomes dans une mélasse optique et non dans un piège magnéto-optique (MOT). Principalement afin de ne pas avoir à effectuer une impulsion de champ magnétique pour assurer le piégeage (cela présente quelques inconvénients dûs aux relaxations dans les blindages magnétiques). La densité dans une mélasse optique est en moyenne trois ordres de grandeur plus faible que dans le cas d'un MOT. Comme mentionné au paragraphe 1.4, le déplacement collisionnel, pour un même nombre d'atomes détectés est fonction de la densité atomique, plus elle est basse moins l'effet est grand. Une configuration de mélasse optique ne permet pas de charger les atomes froids aussi efficacement qu'avec un MOT à partir d'une vapeur de césium, à moins de disposer de beaucoup de puissance optique.

2.1.1 Le dispositif existant.

La source atomique.

Sur la fontaine double nous avons opté pour un chargement par jet atomique et non à partir d'une vapeur ¹ (pour les deux alcalins). Le dispositif décrit p. 120 de [6] se compose d'un four contenant des ampoules de césium, il est chauffé au alentour de 120 °C en conditions normales, ce qui correspond à une pression de vapeur saturante de $2 \cdot 10^{-3}$ Torr = 0.27 Pa. Pour assurer une pré-collimation du jet atomique, la vapeur est éjectée par quelques 400 micro-tubes d'un diamètre de 400 μ m et de 8 mm de longueur.

Le ralentisseur de jet.

Ce dispositif seul, est insuffisant pour permettre un chargement satisfaisant de la mélasse. Afin d'augmenter le nombre d'atomes capturés, on met en oeuvre un dispositif destiné à ralentir le jet atomique par de la lumière laser [26, 24, 27] ("chirp cooling" en anglais). Il s'agit d'un faisceau contre-propagant au jet atomique, qui comme pour le piégeage des atomes, nécessite à la fois de la lumière "refroidisseur" et "repompeur". Elles sont fournies par deux diodes laser en cavité étendue dédiées. Au fur et à mesure que les atomes ralentissent ils sortent de résonance par effet Doppler. Pour compenser exactement cet effet on applique une modulation sous forme d'une rampe de courant aux diodes lasers, ce qui a pour conséquence de balayer la fréquence de manière à rester en résonance avec les atomes à tout instant. Le même balayage est appliqué aux deux longueurs d'ondes. En pratique l'amplitude du balayage est d'environ 140 MHz pour une durée de 4.2 ms. Le ralentisseur de jet permet de gagner un facteur ~ 40 par rapport au jet seul.

A l'origine, pour les deux alcalins, l'asservissement des diodes lasers s'effectuait en faisant l'acquisition brève du signal d'absorption saturée. On venait se verrouiller en fréquence sur le pic approprié, qui servait de fréquence centrale autour de laquelle le balayage triangulaire était appliqué. La durée d'acquisition du signal d'absorption saturée était réduite au strict nécessaire, en dehors de quoi le signal d'erreur était mis à une consigne fixe. Cela permet de s'affranchir des fluctuations des conditions dans la cellule d'absorption saturée. Cependant, la réponse de la diode laser n'est jamais rigoureusement linéaire, ce qui rend le "chirping" imparfait. Sur la partie Cs, nous avons inauguré une autre méthode, reprise par la suite sur FO1 [5], dont le principe est de contrôler l'ensemble de la rampe de fréquence, plutôt que la fréquence centrale par battement avec un laser de référence stabilisé sur le césium. Ex-

¹ Principalement pour éviter la présence de vapeurs d'alcalins sur l'axe de la détection.

périmentalement, on se rend bien compte que ce sont les fluctuations de la fréquence finale et initiale, qui sont les principales sources d'instabilité du ralentissement, donc du piégeage des atomes froids. De plus, on compense la non linéarité de la réponse de la diode laser, afin que le balayage effectif soit linéaire. Ce dernier système nous a permis de gagner un facteur 2 à 6 sur la stabilité du nombre d'atomes détectés à moyen terme (entre 100 et 1000 s, constantes de temps typiques d'un cycle de climatisation). La figure 4.13 donne un exemple d'écart type d'Allan des fluctuations du nombre d'atomes ainsi obtenues. À une seconde la stabilité est de l'ordre du %.

2.1.2 Le collimateur de jet.

La consommation de césium nécessaire à assurer un flux suffisant en mode normal était de ~ 2 g par mois. La capacité du four étant de 10 g il fallait le recharger tous les 5 à 6 mois. Une telle quantité de césium a très vite saturé les graphites destinés à absorber la vapeur de césium chaud. Cela se traduit par l'apparition d'une vapeur de césium qui a modifié gravement la constante de temps de chargement de la mélasse. Pour abaisser drastiquement la consommation du four, nous avons opté pour une solution aussi simple que robuste [28] : une collimation transverse du jet par effet "zig-zag". Cette sorte de "mélasse 2-D" a pour objet d'augmenter le flux d'atomes lents capables d'être capturés dans la mélasse.

On a inséré une cellule à vide (cf. figure 2.1) en titane ² entre le four et la zone de capture. Elle est dotée de quatre hublots rectangulaires, laissant 6 cm d'accès optique sur le jet d'atomes. On utilise un faisceau laser collimaté d'un diamètre de 1.2 cm contenant à la fois du laser "refroidisseur" et du "repompeur" avec environ 20 mW pour assurer la collimation. On réfléchit entre deux miroirs légèrement non parallèles le faisceau, qui croise à l'aller comme au retour, 5 fois le jet atomique. Cette opération est faite sur les deux degrés de liberté perpendiculaires à la direction du jet atomique (cf. figure 2.2).

Le déchargement d'un nombre d'atomes $N(t)$ dans une mélasse ³, est donné par :

$$\frac{dN(t)}{dt} = -\frac{1}{\tau}N(t)$$

² Nous avons opté pour ce métal car il a un coefficient de dilatation proche de celui du verre des hublots.

³ Ici on ne tient compte que de la dépendance linéaire avec $N(t)$, des pertes dues aux collisions avec le gaz résiduel ou le jet (de constante de temps τ), on néglige le terme de perte par collisions froides.

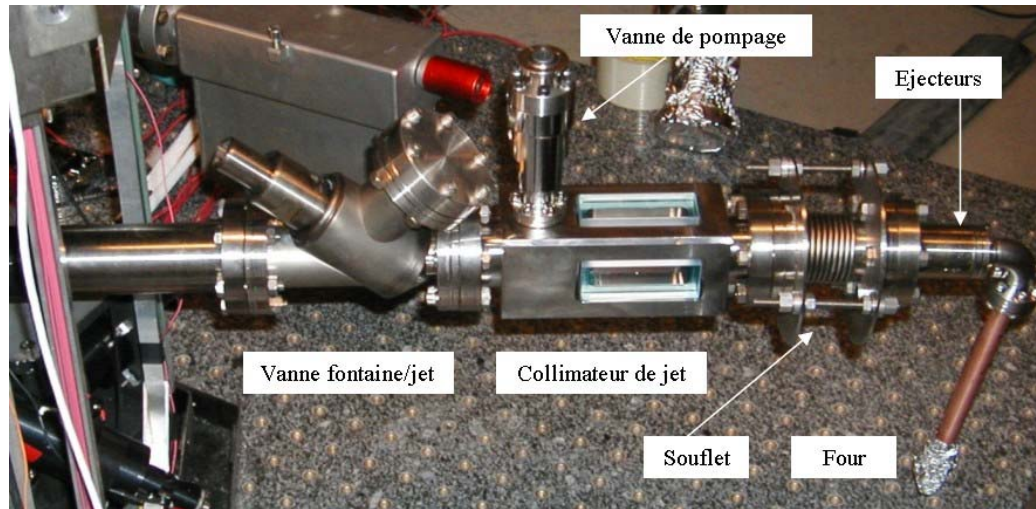


FIG. 2.1 – Photographie de la cellule de collimation du jet atomique de césium.

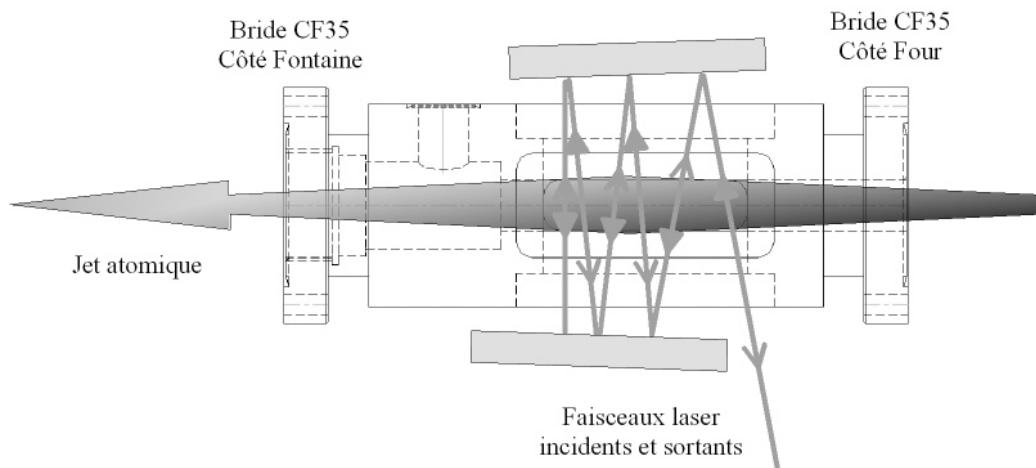


FIG. 2.2 – Schéma de principe du collimateur de jet atomique de césium par effet "zig-zag".

Dont la solution est :

$$N(t) = N_0 e^{-t/\tau}$$

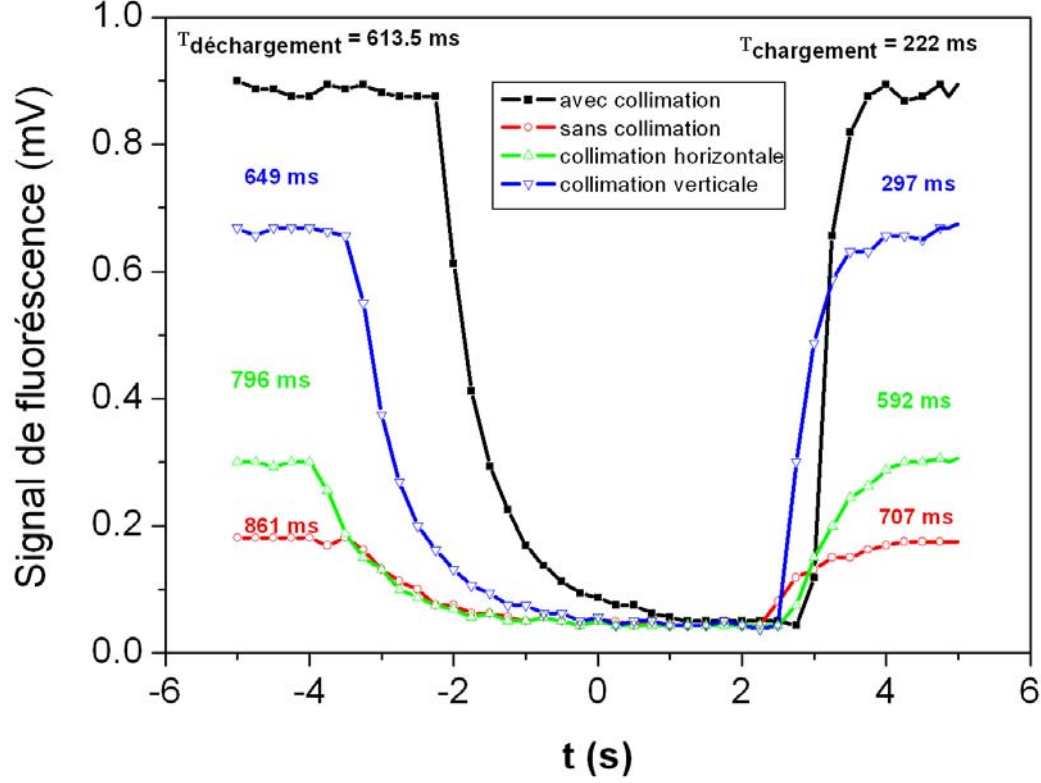


FIG. 2.3 – Efficacité du collimateur de jet atomique de césium par effet “zig-zag”. La figure montre différents cas de mesure de chargement et de déchargement de la mélasse. Les temps caractéristiques de déchargement et de chargement sont donnés sur la figure. La courbe (○) représente le jet sans collimateur (mais toujours avec chirping). Les courbes (Δ) et (▽) donnent l’efficacité de chacun des deux degrés de liberté de collimation. L’efficacité globale du dispositif est donnée par la courbe (■).

La figure 2.3 montre différents cas de mesure de chargement et de déchargement de la mélasse. Les temps caractéristiques de déchargement et de chargement sont donnés sur la figure. La courbe (○) le déchargement et le chargement sans collimateur de jet. Les courbes (Δ) et (▽) donnent l’efficacité de chacun des deux degrés de liberté de collimation. L’un des deux axes est moins efficace que l’autre sans que nous ayons bien compris pourquoi. L’efficacité globale du dispositif est donnée par la courbe (■). Dans tous les cas, le temps de chargement est plus court que le temps de déchargement,

ce qui semble indiquer que les atomes lents sont responsables de davantage de perte que les atomes de la vapeur résiduelle. Le phénomène n'est pas véritablement compris et n'a pas fait l'objet d'investigations plus poussées. Comme les conditions de réalisation de ces différentes courbes modifient le jet lui-même il est difficile et risqué de les interpréter catégoriquement. Sur la fluorescence stationnaire le gain est de 6.5. Mais en se plaçant à des temps plus courts (dans la partie linéaire), on arrive pratiquement à un gain de 10.

Pour juger de la réelle efficacité il est commode de considérer le déplacement collisionnel (paragraphe 1.4) comme étalonnage relatif du nombre d'atomes refroidis dans la mélasse. Pour un même déplacement collisionnel, avant et après installation du collimateur, nous sommes passés d'une température de four de 150 °C à 90 °C, d'un temps de chargement de 800 ms à 300 ms. La consommation de césium est considérablement réduite, l'autonomie estimée est passée d'un remplissage de 10 g tous les ~ 6 mois à tous les 5 ans. La réduction du temps de capture, c'est à dire, du temps de cycle va permettre aussi de gagner en stabilité (équation 1.2).

L'étape suivante sera d'installer un MOT 2-D pour diminuer encore la consommation. Il permettra aussi de se dispenser du "chirp-cooling". L'avantage d'un tel dispositif sera notable pour le rubidium car il permettra d'effectuer une sélection isotopique et pourra servir d'interrupteur de flux atomique. En revanche, ce dispositif nécessite plus d'optique, plus de puissance lumineuse et surtout d'appliquer un champ magnétique constant (hors blindage, ce qui réduit les nuisances).

2.2 Oscillateur cryogénique à résonateur de saphir (OCRS).

Pour la génération de ν_{Cs} on utilise une chaîne de synthèse hyper-fréquence (cf. paragraphe 2.3) qui recopie au mieux les performances d'un oscillateur local. Depuis plusieurs années au BNM-SYRTE nous utilisons le signal à 100 MHz de l'un de nos deux masers à hydrogène qui est distribué aux horloges du laboratoire. Depuis 2000, nous pouvons aussi utiliser un Oscillateur Cryogénique à Résonateur en Saphir (OCRS) [29, 30] provenant de l'University of Western Australia [31]⁴. L'OCRS est une expérience en soi, et a notamment servi à des tests d'invariance de Lorentz [32, 33].

⁴ Chaleureusement surnommée "Molly" par ses créateurs, et presque exclusivement connue sous ce nom.

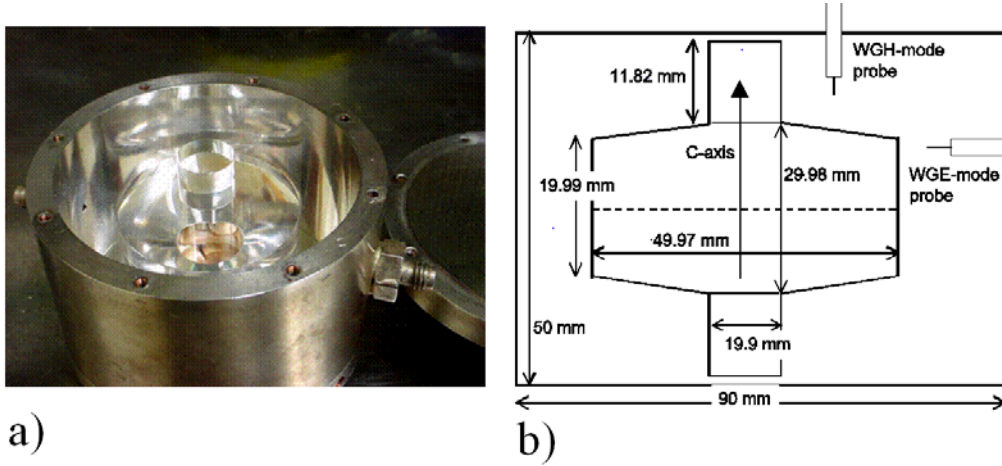


FIG. 2.4 – La figure a) est une photographie du résonateur saphir de l’OCRS dans sa cavité en cuivre, la partie b) donne les dimensions calculées après l’apparition des contraintes dues à la cryogénie à 4 K. La sonde de champ magnétique est placée verticalement alors que celle de champ électrique est horizontale. Le facteur de qualité est de $\sim 10^9$.

2.2.1 Description de l’OCRS.

La figure 2.4.a est une photographie du résonateur saphir de l’OCRS dans sa cavité en cuivre, la figure 2.4.b donne les dimensions calculées après l’apparition des contraintes dues à la cryogénie à 4 K. La sonde de champ magnétique est placée verticalement alors que celle de champ électrique est horizontale. L’ensemble se trouve placé dans une chambre à vide. Le facteur de qualité du résonateur en saphir est de $\sim 10^9$.

L’OCRS est un oscillateur dont l’une des fréquences de résonance, celle sur laquelle nous le faisons osciller, est à ~ 11.932 GHz. Les modes de galerie verticaux du champ électrique au sein du résonateur ont une distribution spatiale $H_{14,0,0}$. On sélectionne le mode d’oscillation qui nous intéresse puis on contrôle la phase pour y rester. Afin d’assurer la stabilité long terme on utilise la méthode de Pound-Drever [34] avec une modulation de 80 kHz. Pour réduire la sensibilité en température, l’oscillateur est chauffé et asservi à 6 K. Cette température correspond à un point d’inversion pour lequel la sensibilité de fréquence en fonction de la température est minimum. Cela est dû à une compensation entre l’indice de dilatation de la matrice en saphir et l’indice du dopage para-magnétique. L’OCRS est placé dans un “dewar” d’une capacité de 150 litres, qui nécessite un remplissage d’hélium tout les ~ 25 jours.

L’ensemble du dispositif (OCRS et électronique) est disposé dans une

“cage” régulée en température. Un certain nombre de paramètres physiques sont monitorés en temps réel, tels que la température de l’air dans la cage, la température du chapeau du dewar, le champ magnétique. La déviation standard de la température de l’air avec asservissement numérique est de 0.02°K .

2.2.2 Performances de l’OCSR.

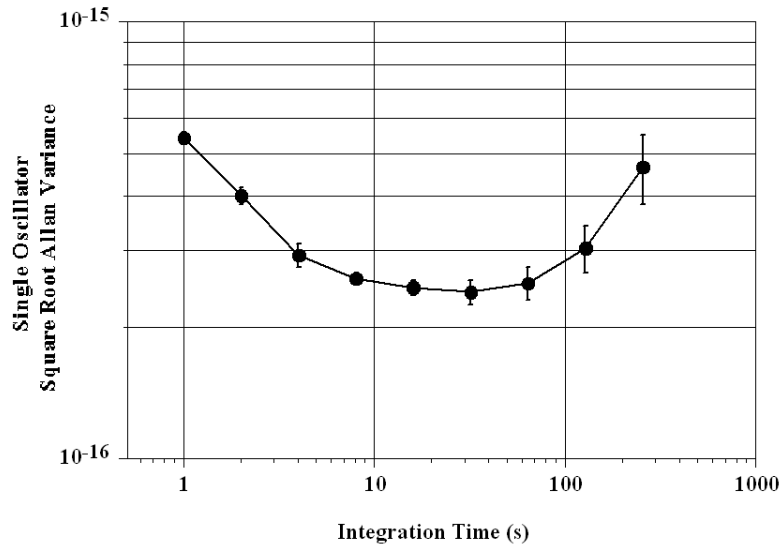


FIG. 2.5 – *Racine carrée de l’écart type d’Allan du battement entre deux OCSR identiques. Entre 1 s et 4 s la variance montre un comportement de bruit blanc de fréquence avec une pente de $5.4 \cdot 10^{-16} \tau^{-1/2}$. Le minimum de l’écart type d’Allan est atteint à 32 s et vaut $2.4 \cdot 10^{-16}$. Pour des temps plus longs on retrouve la dérive due à la nature macroscopique même de l’oscillateur. Cette figure est issue de [35].*

Une mesure entre deux ORCS identiques a été faite à l’UWA [35] en faisant le battement des deux signaux à 12 GHz. Les expérimentateurs ont considéré que les deux dispositifs sont identiques et que leurs contributions respectives sont du même ordre de grandeur ⁵. La figure 2.5 représente la

⁵ Cela suppose que toutes les perturbations extérieures sont décorélées d’un OCSR à l’autre. Expérimentalement ce n’était pas rigoureusement le cas puisqu’ils étaient situés dans la même pièce. Les vibrations, les fluctuations de champ magnétiques et d’inclinaison sont partiellement communes. En revanche, chaque OCSR disposait d’une électronique propre et d’un cryostat contrôlé en température différents.

racine carrée de l'écart type d'Allan de cette mesure afin de refléter les performances d'un oscillateur seul. Entre 1 s et 4 s, la variance montre un comportement de bruit blanc avec une pente de $5.4 \cdot 10^{-16} \tau^{-1/2}$. Le minimum de l'écart type d'Allan est atteint à 32 s et vaut $2.4 \cdot 10^{-16}$. Pour des temps plus longs on retrouve la dérive due à la nature macroscopique de l'oscillateur. On constate que ce type d'oscillateur est très performant à court terme (par exemple nos masers sont plutôt à $7 - 8 \cdot 10^{-14} \tau^{-1/2}$), notablement meilleur que les fontaines atomiques sur cette échelle de temps.

2.2.3 Dispositif de comparaison de l'OCRS avec le maser à hydrogène.

L'OCRS est en permanence comparé au maser à hydrogène grâce au dispositif de la figure 2.6. Pour cela, le signal à 100 MHz du maser est (1) doublé et envoyé sur l'entrée basse fréquence d'un mélangeur échantillonneur. Le 11.932 GHz de l'OCRS est envoyé sur l'entrée haute fréquence et est mélangé (2) avec la 60^{ème} harmonique du 200 MHz. La différence de fréquence des deux signaux est ensuite soustraite (3) au signal d'un synthétiseur (lui même synchronisé par le maser) pour donner un signal autour de 64 Hz qui peut être aisément acquis par un compteur réciproque.

L'acquisition se fait sous forme d'une moyenne sur 100 s du signal à ~ 64 Hz. La figure 2.7 représente un exemple d'écart type d'Allan. Jusqu'à 800 s il descend en $\tau^{-1/2}$, la stabilité de l'OCRS est nettement meilleure que celle du maser (à comparer à la figure 2.5), en conséquence, on voit directement le maser. Après 1000 s l'OCRS dérive alors que le maser continue à descendre, ou du moins, il montre un comportement de bruit de scintillation. Dans ce cas on voit directement l'OCRS. On peut trouver la valeur de la dérive naturelle qui vaut $\sim 1.6 \cdot 10^{-18} \text{ s}^{-1}$ en valeur relative.

2.2.4 Asservissement de l'OCRS sur le maser à hydrogène.

L'OCRS est donc plus performant à court terme que le maser, alors que ce dernier est plus stable à long terme. L'idée est venue de générer un signal de distribution ultra-stable, qui aurait à la fois les qualités de stabilité à court terme de l'OCRS et à long terme du maser. Autrement dit, on utilise l'OCRS pour filtrer le signal du maser en le verrouillant en phase dessus. La constante de temps idéale pour ce filtre peut être déterminée en regardant la figure 2.7, avant 1000 s l'OCRS ne dérive pas par rapport au maser. Le gain souhaitable pour la boucle d'asservissement doit produire une constante de

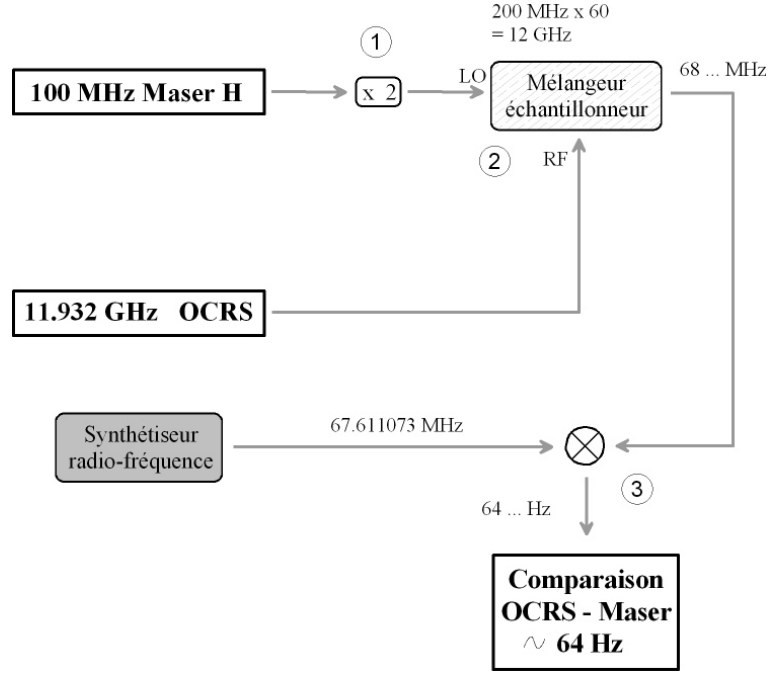


FIG. 2.6 – *Principe de comparaison entre L'OCRS et le maser. Le signal à 100 MHz du maser est (1) doublé et envoyé sur l'entrée basse fréquence d'un mélangeur échantillonneur. Le 11.932 GHz de l'OCRS est envoyé sur l'entrée haute fréquence et est battu (2) avec la 60^{ème} harmonique du 200 MHz. La différence est soustraite (3) au signal d'un synthétiseur pour donner une comparaison autour de 64 Hz.*

temps de l'ordre de 1 000 s.

Pour asservir l'OCRS sur le maser on a construit un “down-converter” [36] qui assure plusieurs fonctions à la fois :

- il effectue l'asservissement en phase de l'OCRS sur le maser.
- il permet la génération d'un signal ultra-stable à 100 MHz pour l'interrogation des fontaines, compatible avec les chaînes de fréquence déjà présentes au BNM-SYRTE.
- il permet la génération d'un signal ultra-stable, dans le domaine hyper-fréquence à 11.98 GHz, pour le fonctionnement de FO2 (décrit au paragraphe 2.3).

Principe de fonctionnement du “down-converter”.

La figure 2.8 donne le principe de fonctionnement du “down-converter”. Le signal à $f_{cryo} = 11.932 \text{ GHz}$ de l'OCRS est mélangé (1) avec le $f_{DRO} =$

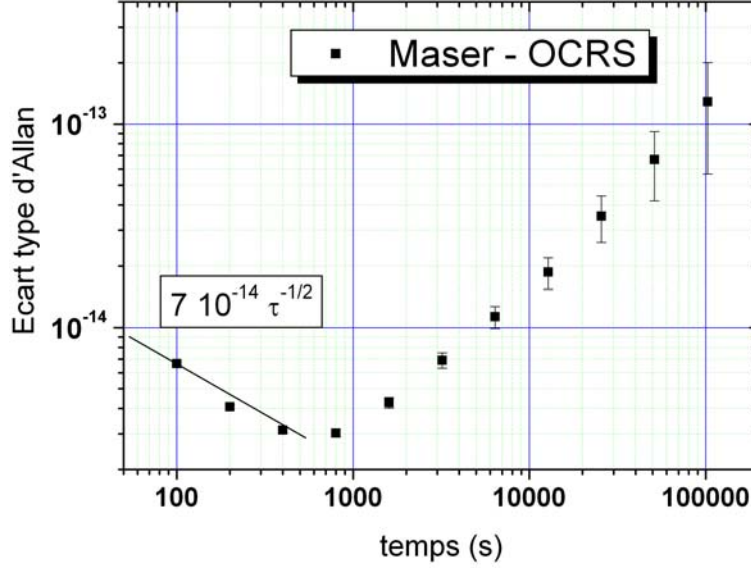


FIG. 2.7 – Comparaison du maser à hydrogène avec l'OCRS. Jusqu'à 800 s elle descend en $\tau^{-1/2}$, la stabilité de l'OCRS étant nettement meilleure que celle du maser, on voit directement ce dernier. Après 1 000 s, on voit la dérive naturelle de l'OCRS qui vaut $\sim 1.6 \cdot 10^{-18} \text{ s}^{-1}$.

11.98 GHz d'un oscillateur DRO (Dielectric Resonator Oscillator). La différence est soustraite (2) avec un 40 MHz synthétisé à partir d'un quartz $f_{\text{quartz}} = 100 \text{ MHz}$. Le signal du DRO est mélangé grâce à un mélangeur échantillonneur (3) avec la 60^{ème} harmonique du 100 MHz du quartz après doublage, produisant un signal de sortie à 20 MHz. Ce dernier est soustrait (4) avec du 20 MHz provenant directement du quartz ($120f_{\text{quartz}} - f_{\text{DRO}} = f_{\text{quartz}}$). Le battement est envoyé sur une boucle à verrouillage de phase (5) afin d'asservir en phase le quartz 100 MHz sur le DRO. Ce 100 MHz est ensuite comparé (6) au 100 MHz provenant du maser. Le résultat est digitalisé et analysé par un PC (7) qui pilote un synthétiseur DDS (Digital Data Storage, lui aussi synchronisé par le 100 MHz du quartz *via* un 40 MHz) pour effectuer les corrections de fréquence déterminées par un asservissement de phase numérique (avec gains proportionnel et intégral). Ce signal de DDS est envoyé sur un ensemble comparateur phase-fréquence et mélangeur (8) qui permet de le comparer avec le 7.6 MHz produit à l'aide de l'OCRS ($f_{\text{DRO}} - \nu_{\text{cryo}} - (2/5)f_{\text{quartz}} = f_{\text{DDS}}$). Le résultat est envoyé sur une boucle à verrouillage de phase (9) et va asservir le DRO sur le maser *via* le PC. Une partie de ce signal asservi est prélevée et peut être envoyée sur la chaîne double. Son équation de synthèse peut s'écrire comme :

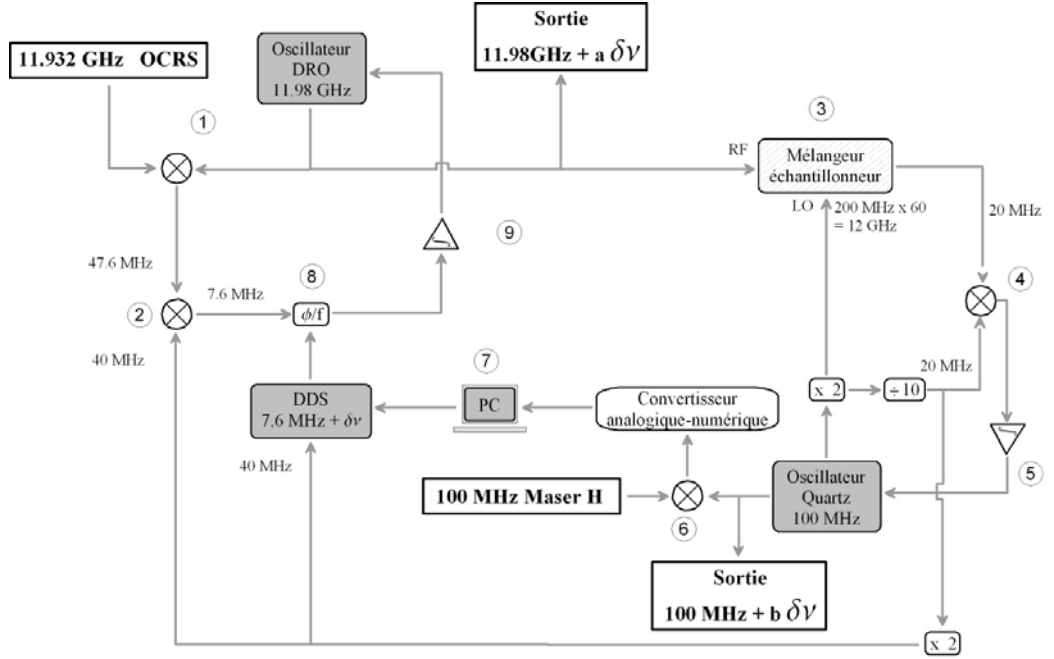


FIG. 2.8 – Schéma de principe du dispositif d'asservissement de l'OCRS sur le maser. Il permet aussi la génération de deux signaux ultra-stables ayant les propriétés court terme de l'OCRS et long terme du maser, l'un dans le domaine hyper-fréquence et l'autre radio-fréquence. Avec $a = 601/599$ et $b = 5/599$.

$$\nu_{11.98 \text{ GHz}} = f_{DRO} = \frac{601}{599}(f_{DDS} + f_{cryo})$$

L'autre partie suit à nouveau les étapes (3) à (5) et permet d'asservir le quartz 100 MHz sur le maser comme sur l'OCRS ce qui permet de générer un signal à 100 MHz compatible avec la plupart des chaînes de synthèse hyper-fréquence du laboratoire. Son équation de synthèse peut s'écrire comme :

$$\begin{aligned} \nu_{100 \text{ MHz}} &= f_{quartz} = \frac{5}{599}(f_{DDS} + f_{cryo}) \\ &= \nu_{maser} \end{aligned}$$

2.2.5 Exemple de mesure par FO2 de l'OCRS asservi sur le maser.

Dès lors, il est possible de mesurer ce signal "hybride" avec FO2. La figure 2.9 représente une mesure par FO2 de l'OCRS asservi sur le maser à

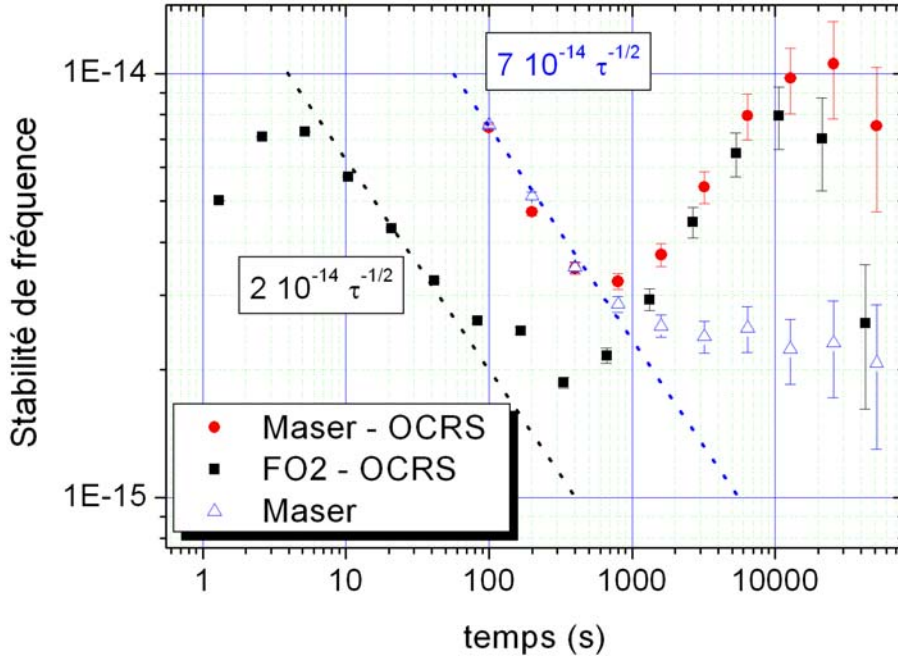


FIG. 2.9 – Représente une mesure par FO2 de l’OCRS asservi sur le maser (■). A l’aide de la comparaison entre l’OCRS et le maser (●) on peut reconstruire le comportement du maser (Δ).

hydrogène (■). Entre 8 s et 40 s la variance se comporte comme du bruit blanc de fréquence. Au delà de 1 000 s, elle suit la dérive de l’OCRS, c’est la manifestation de l’asservissement de l’OCRS sur le maser. A cette époque le gain intégral de la boucle à verrouillage de phase étaient passablement mal réglé, ce qui explique une remontée vers 20 000 s bien plus importante que nécessaire et souhaitable (à comparer par exemple avec la figure 6.8). A l’aide de la mesure, toutes les 100 s, de la comparaison effectuée entre l’OCRS et le maser (●), en plus de la mesure de la fontaine contre le signal de l’OCRS asservie sur le maser (■), on peut reconstruire les signaux du maser (Δ). Dans aucun de ces cas on ne peut accéder aux performances de l’OCRS avant 300 s, car c’est soit la fontaine qui limite la mesure (entre 0 s et 300 s), soit le maser (entre 0 et 800 s). En revanche, au delà de 300 s pour la fontaine, et 800 s pour le maser, on peut “voir” la dérive de l’OCRS, car chacune de ces deux horloges est alors meilleure. La courbe (Δ) nous permet de trouver la stabilité à 1 s du maser qui vaut $7 \cdot 10^{-14}$. Après 1 000 s, le maser et/ou la fontaine présente du bruit de scintillation de phase (On ne peut pas encore dire, à ce stade, ce qu’il en est, nous pourrions trancher au paragraphe 6.4).

2.2.6 Étude des effets affectant la stabilité de fréquence à long terme de l'OCRS.

Un certain nombre d'effets systématiques ont été étudiés. Pour cela, nous avons volontairement appliqué des perturbations pour chacun des effets recherchés et nous en avons déduit la sensibilité de l'OCRS :

▷ **La sensibilité en champ magnétique.** Une bobine a été installée autour du “dewar” de l'OCRS, ce qui nous a permis d'appliquer un champ magnétique vertical sinusoïdal d'amplitude 0.1 G et de période 200 s. Le signal de l'OCRS a été comparé à la fontaine double et a montré un effet de $7.2 \cdot 10^{-16}$, ce qui donne une sensibilité du dispositif de $K_B \simeq 6.7 \cdot 10^{-15} \text{ G}^{-1}$. Les mesures effectuées à l'UWA ont données $K_B < 10^{-15} \text{ G}^{-1}$ pour un champ vertical, et $K_B \simeq 5 \cdot 10^{-14} \text{ G}^{-1}$ pour un champ horizontal. Dans la pièce où se trouvent FO2 et l'OCRS, la composante du champ magnétique qui fluctue le plus est verticale (cf. paragraphe 6.1), constituée d'une composante terrestre constante et d'une composante due au Métro. L'amplitude moyenne des fluctuations du champ est de $3.4 \cdot 10^{-4} \text{ G}$, ce qui donne une limite sur l'effet induit sur l'OCRS de $\delta\nu_B < 3 \cdot 10^{-18}$. Cette limite est largement en dessous de ce que la fontaine peut espérer “voir” en conditions normales.

▷ **La sensibilité à l'inclinaison.** L'OCRS est disposé sur un support en dural que l'on a pu incliner de 5 mrad, un déplacement en fréquence relatif de $3 \cdot 10^{-13}$ a été observé, cela conduit à une sensibilité $K_{\text{inclinaison}} \simeq 6 \cdot 10^{-17} \text{ } \mu\text{rad}^{-1}$. L'inclinaison de la plaque dural a été mesurée en conditions normales à l'aide d'inclinomètres commerciaux (durant trois semaines), qui ont trouvé une déviation moyenne de $4.6 \text{ } \mu\text{rad}$, ce qui donne un effet $\delta\nu_{\text{inclinaison}} < 3 \cdot 10^{-16}$.

▷ **La sensibilité au champ de gravité.** La variation d'inclinaison donne une sensibilité en fonction de g de $K_g \simeq 3 \cdot 10^{-10} \text{ } g^{-1}$. La variation de g due aux effets de marée est de $10^{-7} \text{ } g$ ce qui donne une borne supérieure pour l'effet de $\delta\nu_g \simeq 3 \cdot 10^{-17}$. Le niveau de vibration du laboratoire mesuré dans la bande de 0 à 1 Hz est de l'ordre de quelques 10^{-7} , ce qui permet d'estimer la borne supérieure de l'effet à $3 \cdot 10^{-17}$.

▷ **La sensibilité en température.** On a appliqué une variation sinusoïdale de la température dans la “cage” de l'OCRS, d'amplitude $0.5 \text{ } ^\circ\text{K}$, et de période de 12 heures. On constate une dépendance faiblement résolue et bornée par $K_T < 4 \cdot 10^{-15} \text{ } ^\circ\text{K}^{-1}$. En conditions normales cela donne $\delta\nu_T < 10^{-16}$.

▷ La sensibilité à la pression atmosphérique. Le dewar contient 150 l d'hélium liquide qui s'évaporent, à peu de chose près, en 25 jours. La sortie du tuyau d'évacuation est à l'air libre, donc à pression atmosphérique. En disposant une vanne commandable par PC on peut réguler le débit d'hélium et ainsi la pression dans le dewar. Nous avons pu effectuer des sinusoïdes de pressions, d'amplitudes et de périodes différentes. On trouve une dépendance $K_P \simeq 6.5 \cdot 10^{-16} \text{ mbar}^{-1}$. En conditions normales, les fluctuations de pression atmosphérique sont de 0.054 mbar ce qui donne une limite supérieure de $\delta\nu_P < 3 \cdot 10^{-17}$.

Conclusion — Du point de vue de FO2, l'OCRS est un filtre pour le maser. Seuls les effets plus rapides que la constante de temps de l'asservissement de l'OCRS sur le maser peuvent nuire à la fontaine. De tous les effets étudiés seuls les fluctuations de champ magnétique, de pression atmosphérique et les vibrations sont susceptibles de poser problème. Cependant, leurs amplitudes typiques sont négligeables pour la fontaine.

2.3 La chaîne double.

Le dispositif de la figure 2.8 permet de générer un signal haute stabilité à 11.98 GHz et un autre à 100 MHz. Pour des raisons pratiques, notamment de pertes dans les câbles, le signal hyper-fréquence ne peut pas être transporté sur de longues distances, alors que le 100 MHz peut être aisément disséminé dans le laboratoire à travers un câble co-axial de haute stabilité. Par chance, la fontaine double se situe à peine à 5 m de l'OCRS. L'intérêt majeur du signal 11.98 GHz pour générer ν_{Cs} par rapport au 100 MHz est que l'on reste dans le domaine hyper-fréquence, on va "diviser" du 12 GHz, pour générer du 9.2 GHz. Dans le cas du schéma à 100 MHz on "divise" du 12 GHz jusqu'à 100 MHz puis on "multiplie" ce 100 MHz jusqu'à 9.2 GHz. Les étapes de multiplications, de divisions et de mélanges du signal sont plus nombreuses ce qui rend le résultat plus bruyant en terme de bruit de phase. D'autre part cela réduit les bandes latérales à 50 Hz.

2.3.1 Principe de fonctionnement de la chaîne double.

La chaîne double [36] est prévue pour générer à la fois ν_{Cs} et ν_{Rb} à partir du signal 11.98 GHz issu du "down-convert". La figure 2.10 donne le schéma de principe, on peut distinguer deux sous ensembles : la partie droite qui sert à la génération du signal rubidium et la partie gauche pour le césium.

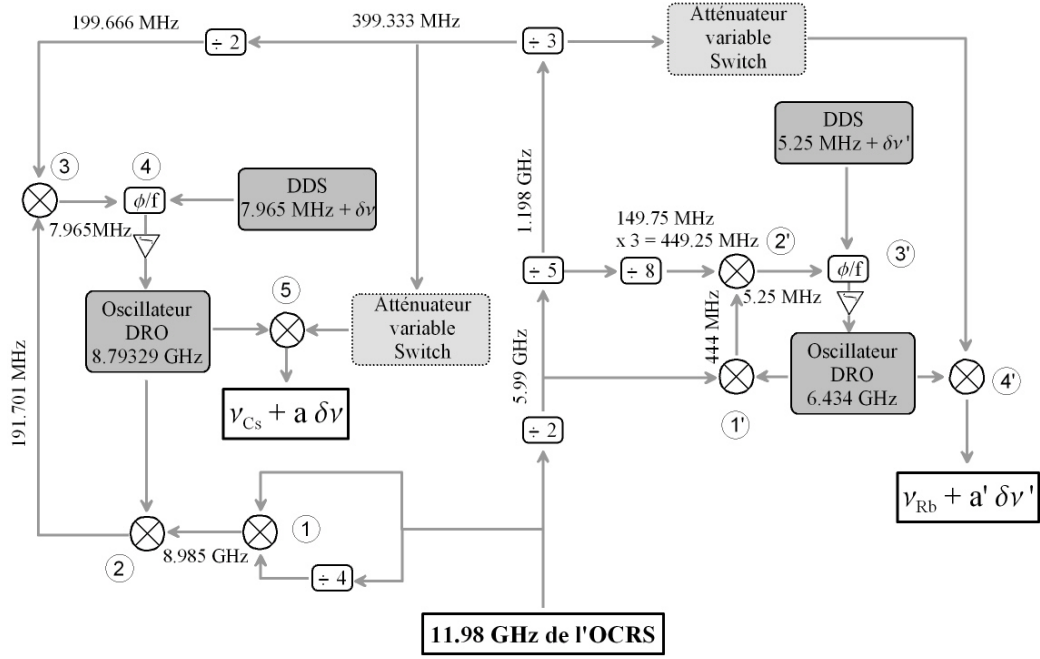


FIG. 2.10 – Schéma de principe de la chaîne double, elle est capable de générer à la fois ν_{Cs} et ν_{Rb} à partir du signal 11.98 GHz issu du “down-converter”. On peut distinguer deux sous ensembles : la partie droite qui sert à la génération du signal rubidium et la partie gauche pour le césium. Avec $a = -11/450$ et $a' = 8/129$.

La partie césium — Une partie du signal $\nu_{cryo} = 11.98$ GHz est prélevée et est battue (1) avec elle même divisée par 4 ($\nu_{cryo} - \nu_{cryo}/4$). Le battement est mélangé (2) avec un DRO à $f_{DRO}^{9\text{ GHz}} = 8.793\,29$ GHz pour donner un signal à 191.701 MHz ($(3/4)\nu_{cryo} - f_{DRO}^{9\text{ GHz}}$), lequel est mélangé (3) avec le signal de distribution divisé par 60. Un ensemble comparateur phase-fréquence et mélangeur (4) permet de mélanger ce dernier avec une DDS synchronisée sur le maser à la fréquence de 15.93 MHz (puis divisée par deux) et pilotée par PC ($\nu_{cryo}/60 - [(3/4)\nu_{cryo} - f_{DRO}^{9\text{ GHz}}] = f_{DDS}^{Cs}$). Le résultat est verrouillé en phase puis est utilisé pour piloter le DRO. Enfin un dernier mélange (5) est effectué avec le signal du DRO et le signal de distribution divisé par 30. Le contrôle de la puissance de sortie du signal d’horloge est assuré par un atténuateur pilotable en tension et un interrupteur. Au final la synthèse est résumable comme :

$$\nu_{Cs} = \frac{461}{450} f_{DRO}^{9\text{ GHz}} - \frac{11}{450} f_{DDS}^{Cs}$$

La partie rubidium — Elle est comparable dans son principe à la partie

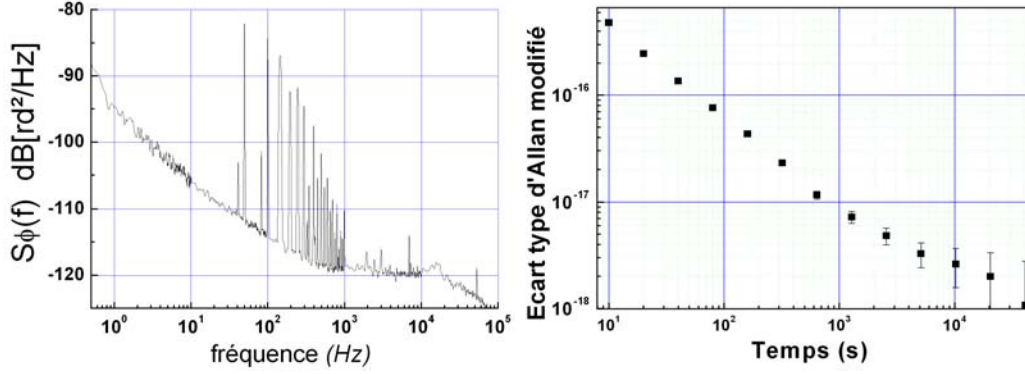


FIG. 2.11 – *Mesure de bruit de phase de la chaîne double (la partie césium) à 9.16 GHz. La mesure de bruit de phase (gauche) montre un bon bruit de scintillation de fréquence à 1 Hz de -95 dB.rad²Hz⁻¹. Un palier de bruit blanc est à -120 dB.rad²Hz⁻¹. La figure de droite montre l'écart type d'Allan modifié du battement entre la chaîne double et un dispositif similaire, la stabilité à une seconde est de 3 10⁻¹⁵ et la variance se comporte comme du bruit de scintillation de phase jusqu'à 8 10⁻¹⁸ à 1 000 s.*

césium. Une partie du signal 11.98 GHz est prélevée, divisée par deux, puis est mélangée (1') avec un oscillateur DRO à $f_{DRO}^{6\text{ GHz}} = 6.434\text{ GHz}$ ($f_{DRO}^{6\text{ GHz}} - \nu_{cryo}/2$). La différence est mélangée (2') avec la 3^{ème} harmonique du signal de distribution divisé par 80 ($(3/80)\nu_{cryo} - [f_{DRO}^{6\text{ GHz}} - \nu_{cryo}/2]$). Le résultat passe ensuite dans un comparateur phase-fréquence et mélangeur (3') qui permet de le mélanger avec une DDS à 5.25 MHz, puis verrouillé en phase, le résultat servant à piloter la fréquence du DRO ($(3/80)\nu_{cryo} - [f_{DRO}^{6\text{ GHz}} - \nu_{cryo}/2] = f_{DDS}$). Ne reste plus qu'à mélanger ce signal de DRO asservi avec le signal de distribution divisé par 30 pour donner le fréquence horloge du rubidium. Au final la synthèse peut s'écrire :

$$\nu_{Rb} = \frac{137}{129} f_{DRO}^{6\text{ GHz}} - \frac{8}{129} f_{DDS}^{Rb}$$

Dans les deux cas le contrôle de puissance de la micro-onde de sortie est assuré par des atténuateurs pilotables en tension avec une résolution de 0.1 dBm. Des interrupteurs déclanchables par impulsion TTL offrent la possibilité de “pulser” le signal de sortie. Le contrôle de la fréquence de sortie par les DDS atteint une résolution de 0.25 μ Hz.

2.3.2 Caractérisation de la chaîne double.

La caractérisation de cette chaîne a été effectuée (pour la partie césium) en comparant la chaîne double avec un dispositif simplifié mais identique dans le principe. On amène les deux chaînes à 9.16 GHz et on mélange les deux signaux. On mesure le battement mis en quadrature de phase. La figure 2.11 montre une mesure acquise par FFT et l'autre par un système de comptage. La mesure de bruit de phase (gauche) montre un bon bruit de scintillation de fréquence à 1 Hz de -95 dB.rad²Hz⁻¹ ce qui est 15 dB de mieux que la chaîne que nous utilisions précédemment (cf. p. 130 de [6]). Le palier de bruit blanc est à -120 dB.rad²Hz⁻¹. La figure de droite montre l'écart type d'Allan modifié du battement. La stabilité à une seconde est de $3 \cdot 10^{-15}$ et se comporte en τ^{-1} , ce qui est caractéristique du bruit de scintillation de phase (en écart type d'Allan modifié) jusqu'à $8 \cdot 10^{-18}$ à 1000 s.

La sensibilité en fonction de la température a été testée en plaçant la chaîne dans une enceinte dont la température est modifiable. On a appliqué des sinusoïdes de 1.5 K avec une période de une heure, tout en mesurant la phase. Le coefficient de sensibilité en température déduit est de $K_T = 70 \text{ fs.K}^{-1}$.

2.4 Alimentation symétrique de la cavité d'interrogation.

Au paragraphe 1.4, nous avons vu que le champ micro-onde dans la cavité d'interrogation peut ne pas être parfaitement stationnaire. Les cavités sont réalisées en cuivre très pur mais avec une conductivité électrique finie, ce qui provoque des pertes d'énergie, donc un gradient de phase. De plus l'alimentation de la cavité en micro-onde peut être asymétrique ou bien symétrisée. Dans ce dernier cas, un flux d'énergie faible peut exister quand même, faute d'un équilibrage parfait.

2.4.1 L'effet Doppler du 1^{er} ordre.

On a alors une onde progressive, et la phase dépend de la position dans la cavité. Comme on ne lance pas parfaitement verticalement les atomes (la verticalité est assurée à 10^{-3} rad), ils passent à différents endroits de la cavité entre l'aller et le retour, ce qui provoque un déphasage entre les deux interactions micro-ondes ⁶. Une étude poussée a été menée sur la fontaine

⁶ Le cas le plus défavorable correspond à un nuage à température nulle. En réalité il faut tenir compte de la distribution en vitesse du nuage. Le fait de moyenner à pour

mobile (FOM) [4]. Le déplacement de fréquence dû à cet effet peut s'exprimer comme :

$$\frac{\delta\nu(t)}{\nu_{Cs}} = \frac{1}{\pi Q_{at}} \int g(t) \left[\overrightarrow{\nabla\phi(t)} \cdot \overrightarrow{v(t)} \right]$$

où $g(t)$ est la fonction de la sensibilité des atomes au cours de l'interrogation (cf. chapitre 3 de [10]), Q_{at} le facteur de qualité de la résonance atomique, $\overrightarrow{\nabla\phi(t)}$ le gradient de phase et $\overrightarrow{v(t)}$ la vitesse instantanée. La géométrie en fontaine permet de réduire la majeure partie de cet effet, puisque les atomes passent deux fois dans la même cavité. On constate que, pour une trajectoire parfaitement verticale, l'effet est nul.

Tous ces effets peuvent être largement réduit en alimentant symétriquement [37, 38] la cavité d'interrogation.

La figure 2.12.a représente l'amplitude et la phase ⁷ du champ micro-onde dans une cavité TE_{011} . La verticale est représentée par l'axe Z. La phase présente une forme de selle avec une forte asymétrie, traduisant le déphasage induit par l'onde progressive. La figure 2.12.b représente le cas où l'alimentation est symétrique par rapport au plan $X = 0$. La phase a alors une forme de selle parfaitement symétrique, l'onde progressive a été annulée. Ces simulations ont été réalisées par l'IRCOM et sont issues de la thèse de M. Abgrall [4].

2.4.2 La chaîne d'alimentation symétrique de la cavité césium.

Pour cela nous utilisons le dispositif de la figure 2.13. Le signal micro-onde provenant de la chaîne synthétisant ν_{Cs} est séparé (1) en deux parties d'amplitude égale. Sur le bras du haut le signal passe par un (2) isolateur qui n'autorise le passage du signal que dans un sens. Puis il passe dans un interrupteur (3) micro-onde commandable par une impulsion TTL. Dans le cas où l'interrupteur est passant, le signal est à nouveau envoyé dans un isolateur avant d'être couplé à la cavité par l'une de ses deux entrées. Pour le bras du bas, la micro-onde passe par un isolateur puis par un module qui est à la fois un déphaseur pilotable en tension et un atténuateur (4) pilotable en courant. Ce composant a été réalisé à la demande, par DA-LightCom, à la fréquence voulue. Les commandes de tension et de courant sont pilotées par PC et permettent de déphaser de plus de 100° et d'atténuer de plus de

conséquence de réduire l'effet.

⁷ L'allure est bonne mais l'amplitude est ~ 10 fois plus grande que celle calculée dans [39].

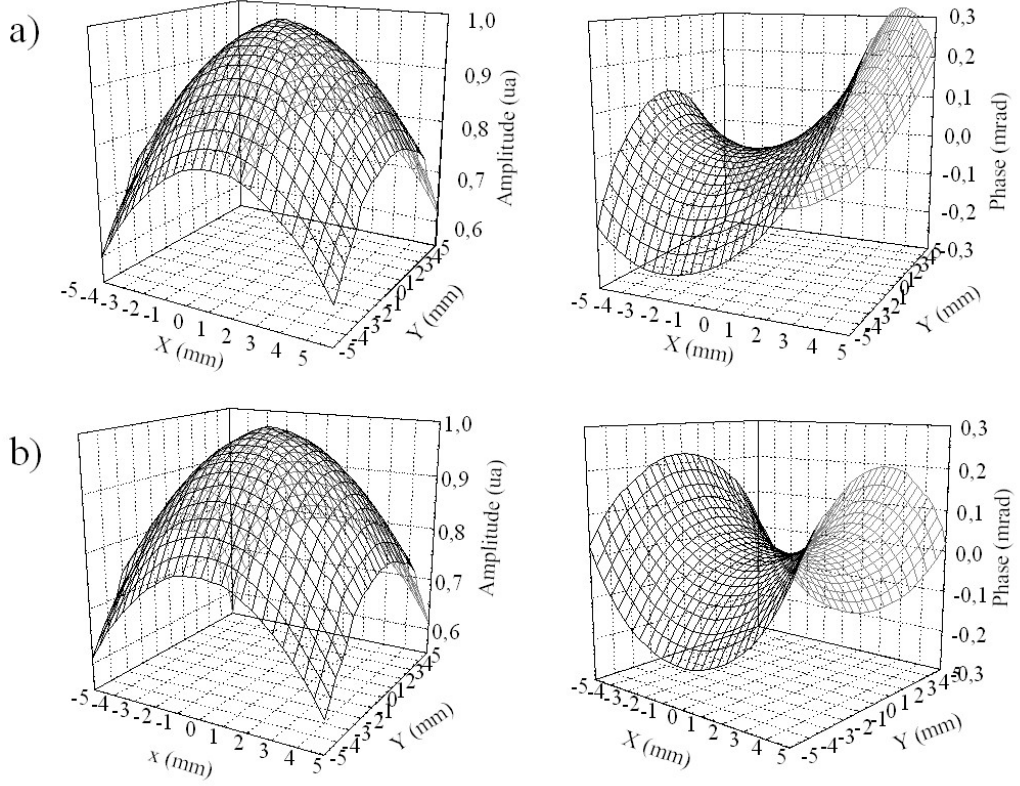


FIG. 2.12 – Amplitude (gauche) et phase (droite) du champ micro-onde dans une cavité TE_{011} dans le cas d'une alimentation dissymétrique a) suivant $-X$ et dans le cas d'une alimentation symétrique b) suivant X et $-X$. Les atomes se propagent suivant Z .

10 dB. Le signal sortant passe par un isolateur et un interrupteur comme en (3), puis par un circulateur (5) qui se comporte comme un isolateur dans ce sens, avant d'être dirigé vers la seconde entrée de la cavité. Le signal injecté dans la cavité par l'entrée 1, est transmis par l'entrée 2 dans le bras du bas jusqu'au circulateur (5). Il lui interdit de remonter plus haut sur ce bras, mais le dirige sur une diode pour permettre une surveillance et une acquisition de la puissance micro-onde (6).

L'étape (4) permet d'assurer l'équilibrage en puissance entre les deux voies. Notamment, l'efficacité de couplage entre les deux entrées de la cavité peut être très différente. On égalise la puissance sur les deux voies, en ce plaçant à $\pi/4$ (*i.e.* en ajustant la puissance micro-onde pour effectuer une impulsion totale $\pi/2$) avec uniquement la voie du haut, on obtient une probabilité de transition de $1/2$. Puis, avec seulement la voie du bas, on joue

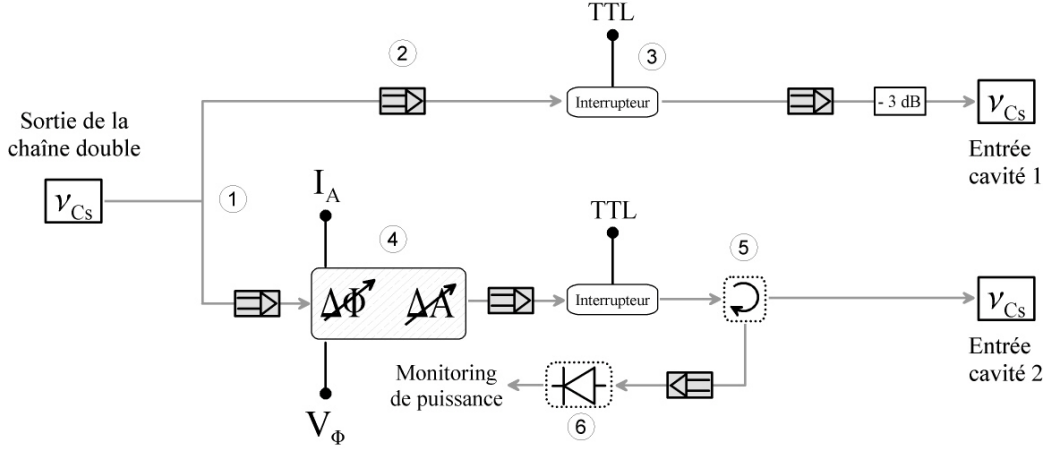


FIG. 2.13 – *Principe de l'alimentation symétrique de la cavité. Le signal micro-onde provenant de la chaîne double est séparé (1) en deux parties. Sur le bras du haut le signal passe par un isolateur (2), puis il passe dans un interrupteur (3) micro-onde avant d'être couplé à la cavité par l'une des deux entrées. Pour le bras du bas la micro-onde passe par un déphaseur pilotable en tension et un atténuateur (4) pilotable en courant. Le signal sortant passe par un circulateur (5) avant d'être dirigé vers la seconde entrée de la cavité. Le signal injecté dans la cavité par l'entrée 1, est transmis par l'entre 2 dans le bras du bas jusqu'au circulateur (5) qui le dirige sur une diode pour permettre une surveillance et une acquisition de la puissance micro-onde (6).*

sur l'atténuateur pilotable pour retrouver la probabilité de transition $1/2$. Alors on symétrise l'alimentation de la cavité et on utilise le déphaseur pilotable pour mettre en phase les deux ondes injectées en optimisant le signal. On itère le processus et l'on doit aboutir à deux ondes en phase avec une probabilité de transition de 1.

Nous avons regardé la sensibilité du dispositif d'alimentation symétrique aux fluctuations de températures. Il est disposé dans une boîte en aluminium qui n'est pas asservie en température. La mesure effectuée à 9.2 GHz donne une sensibilité légèrement différente pour les deux voies, 3.3 mrad/K pour l'une et 6.8 mrad/K pour l'autre. Lorsque l'on teste le dispositif sur les deux voies on trouve 4.7 mrad/K soit 0.15 ps/K. Ce qui est en moyenne 10 fois moins sensible que les chaînes de synthèses de fréquence. Une des plus forte variation de température mesuré dans la chaîne d'alimentation symétrique est de $5 \cdot 10^{-5}$ K/s soit en fréquence relative $6 \cdot 10^{-18}$.

2.4.3 Mesure du déphasage induit par l'alimentation asymétrique.

Résultats expérimentaux.

Une mesure a été conduite pour tester l'alimentation symétrique. Pour se faire, une mesure différentielle a été faite en alternant trois configurations de la fontaine :

- configuration 1 : alimentation symétrique de la cavité, chargement du nuage à haute densité, fréquence moyenne $\langle \nu_{sym} \rangle$.
- configuration 2 : chargement du nuage à haute densité, alimentation asymétrique côté 1, fréquence moyenne $\langle \nu_1 \rangle$.
- configuration 3 : chargement du nuage à haute densité, alimentation asymétrique côté 2, fréquence moyenne $\langle \nu_2 \rangle$.

Les déplacements de fréquences, en prenant $\langle \nu_{sym} \rangle$ comme référence, sont importants mais assez symétriques : $\langle \nu_{sym} \rangle - \langle \nu_1 \rangle = (-25.3 \pm 1.1) \times 10^{-16}$ pour un coté et $\langle \nu_{sym} \rangle - \langle \nu_2 \rangle = (24.0 \pm 1.2) \times 10^{-16}$ pour l'autre.

L'effet est important et traduit un défaut de verticalité du lancement des atomes par rapport à l'axe de symétrie vertical de la cavité. On pourra certainement agir sur l'inclinaison de l'embase de la fontaine pour le minimiser. Le défaut de verticalité de lancement est ≤ 1 mrad.

Toutefois, en alimentant symétriquement la cavité on arrive à créer une onde stationnaire satisfaisante, comme en témoigne la valeur moyenne des deux mesures qui vaut $(0.7 \pm 0.8) \times 10^{-16}$ et qui permet d'estimer le déplacement de fréquence dû à l'onde progressive résiduelle (ce résultat est compatible avec zéro). En utilisant les atomes comme sonde on a pu établir que la symétrisation est assurée au % près en amplitude et à 60 mrad près pour la phase [40] sur une durée de quelques semaines ⁸.

Limite supérieure de l'effet.

Nous allons nous baser sur le modèle de [38] pour décrire le comportement de la phase dans la cavité. Il est fait à une dimension, et décrit la distribution de phase suivant l'axe du couplage symétrique. Les auteurs trouvent :

$$\varphi(x) \simeq \left(\frac{1}{V} + \alpha_c x \right) \tan(\beta x)$$

où x est l'axe ayant pour origine le centre de la cavité et reliant les deux antennes de couplage de la micro-onde, α_c est le facteur d'atténuation du

⁸ Ces valeurs sont pessimistes car elles sont calculées en considérant que la variation de probabilité de transition au cours du temps est, soit entièrement due à la phase, soit entièrement due à l'amplitude.

cuivre OFHC ($0.5 \cdot 10^{-2} \text{ m}^{-1}$), $\beta = 2\pi/\lambda_g$ où λ_g est la longueur d'onde dans la cavité. Avec

$$\frac{1}{V} = \frac{(1 - R_{1;2})\pi}{2Q_{cav}}$$

où $R_{1;2}$ traduit l'efficacité du couplage symétrique ⁹, Q_{cav} est le facteur de qualité de la cavité qui vaut 6 600. Les résultats expérimentaux précédents nous permettent de dire que $R_{1;2} \simeq 1$, et donc on peut négliger $1/V$. On peut alors réécrire $\varphi(r)$ comme :

$$\varphi(x) \simeq \alpha_c x \tan(\beta x)$$

comme βx est petit, on voit que le profil de la phase est parabolique en fonction de x . Pour borner supérieurement l'effet, on s'intéresse à la trajectoire la plus défavorable, c'est à dire, un atome qui, entre son aller et son retour, passe par le centre de la cavité et le ras du "cut off". Il couvre donc horizontalement l'équivalent du rayon du "cut off". Dans ces conditions l'effet Doppler du premier ordre est borné par $\delta\nu_{\text{Doppler}}^{(1)} < 3.8 \cdot 10^{-16}$, soit $\sim 12 \mu\text{rad}$.

Remarque — Dans le cas où la dissymétrie du couplage $R_{1;2}$ vaut 1 au pour cent près, la partie proportionnelle à $1/V$ ne contribue que pour $\sim 3 \cdot 10^{-17}$.

⁹ C'est le rapport des amplitudes des deux champs incidents. Il vaut 0 lorsque l'on couple que d'un seul côté, et vaut 1 lorsque le couplage symétrique est parfait.

Chapitre 3

Quelques éléments de la théorie des collisions froides dans les fontaines.

Comme nous l'avons vu au paragraphe 1.4, les collisions au sein du nuage d'atomes froids de césium sont l'une des causes principales du déplacement de fréquence des fontaines atomiques. La stabilité des horloges augmente avec le rapport signal à bruit, c'est à dire, avec la racine carrée du nombre d'atomes (au bruit de projection quantique) ; tout comme le déplacement collisionnel. Il y a compétition entre le besoin d'améliorer la stabilité des fontaines et le risque de dégrader l'exactitude associée aux collisions. Il faut mettre au point une technique capable de concilier l'augmentation du nombre d'atomes et l'amélioration de l'exactitude.

Dans le cas du ^{87}Rb , le déplacement collisionnel est notablement plus faible que celui du césium. Au moins 15 fois moins d'après l'étude théorique de S. Kokkelmans *et al.* [41], 30 fois moins avec une théorie plus récente de C. Williams et son équipe [42] et jusqu'à 50 fois moins d'après nos mesures de 2000 ¹ [43, 44]. C'est la raison principale qui a conduit à la réalisation d'une fontaine double à césium et à rubidium.

3.1 Rappels théoriques.

L'étude des collisions entre atomes froids est une des disciplines de la physique atomique les plus en vogue de nos jours. Notamment, elles sont utiles

¹ L'étude détaillée des effets dépendants du nombre d'atomes dans une fontaine (évolution du nuage atomique durant le vol, collisions froides ...) a constitué une large part du travail de thèse de Y. Sortais [3].

à la condensation de Bose-Einstein (BEC) par le biais du refroidissement évaporatif mais se sont montrées problématiques pour césium 133². Dans les fontaines les conditions de température et de densité sont fortement différentes, le nuage est tellement dilué que seules entrent en compte les collisions élastiques à deux corps.

3.1.1 Collisions élastiques à deux atomes.

Considérons le problème à deux corps pour deux particules identiques de même masse m , largement décrit dans la littérature [48]. On s'intéresse à la diffusion de la particule fictive "relative" (de masse $\mu = m/2$) par le potentiel central $V(\mathbf{r})$. Cette particule obéit à l'équation de Schrödinger :

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2\mu}\Delta + V(\mathbf{r})\right)\psi(\mathbf{r}) = E\psi(\mathbf{r})$$

On peut montrer que la solution de cette équation est de la forme (pour r grand) :

$$\psi_k(\mathbf{r}) \propto e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} + f(k, \mathbf{n}, \mathbf{n}') \frac{e^{ikr}}{r} \quad (3.1)$$

où la première partie de l'équation décrit l'onde plane (de vecteur d'onde \mathbf{k}) associée à la particule incidente. De plus on définit, $\mathbf{n} = \mathbf{k}/k$ et $\mathbf{n}' = \mathbf{r}/r$. A la fonction d'onde, ψ_k , est associée l'énergie³ $E_k = \hbar^2 k^2 / (2\mu)$. Le second terme de l'équation traduit l'onde sphérique associée à la particule après diffusion. $f(k, \mathbf{n}, \mathbf{n}')$ est l'amplitude de diffusion. On peut définir la section efficace différentielle de diffusion comme :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |f(k, \mathbf{n}, \mathbf{n}')|^2$$

qui représente la fraction de l'onde incidente qui sera diffusée suivant la direction \mathbf{n}' . La section efficace de diffusion totale est donnée par :

$$\sigma(\mathbf{k}) = \int |f(k, \mathbf{n}, \mathbf{n}')|^2 d\Omega$$

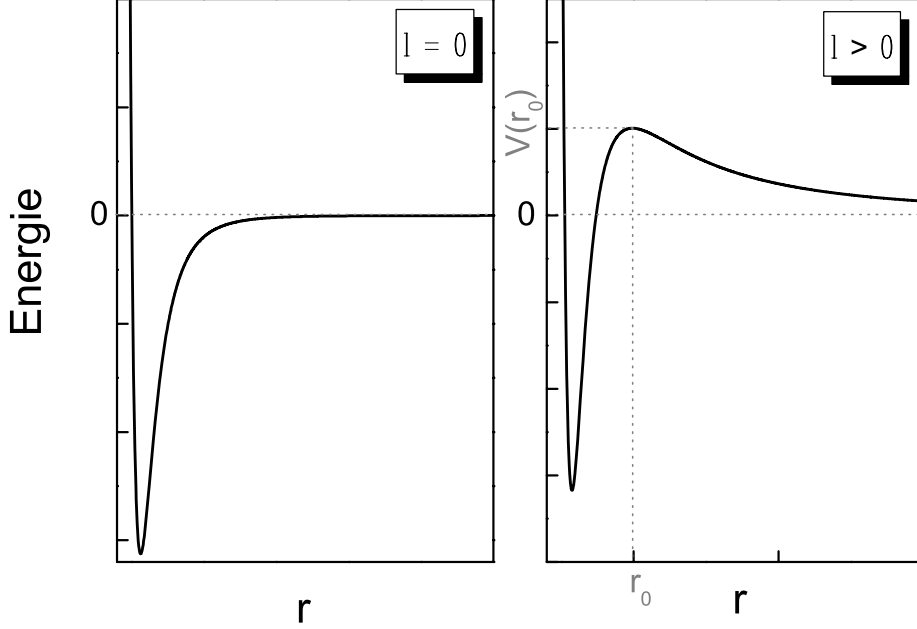


FIG. 3.1 – Allure du potentiel V_{eff} pour différents types d'ondes (“ s ” pour $l = 0$, “ p ” pour $l = 1 \dots$). À l'exception des ondes “ s ”, il existe une barrière centrifuge centrée sur r_0 et d'amplitude $V_{\text{eff}}(r_0)$. Pour une particule fictive relative d'énergie $E_k < V_{\text{eff}}(r_0)$, la barrière répulsive écrante le potentiel central et réfléchit la particule.

3.1.2 Diffusion par un potentiel central.

Le potentiel d'interaction coulombien est un potentiel central à symétrie sphérique ($V(\mathbf{r}) = V(r)$). Dans ce cas, on peut décomposer la relation 3.1 en harmonique sphérique ($l \in \mathbb{N}$). À basse énergie ⁴ la diffusion est isotrope, c'est à dire, qu'elle dépend peu de la direction incidente, alors $f(k, \mathbf{n}, \mathbf{n}') = f(k)$. Cela revient à rechercher les solutions pour le potentiel effectif qui est la somme de $V(r)$ et d'une barrière centrifuge :

² Le ^{87}Rb est le premier atome à avoir été condensé [45]. Le césium 133 a fini par être condensé, bien après les premiers bosons [46] et bien que l'on ait longtemps considéré que ce serait une tâche redoutable [47].

³ En choisissant $V(r) \xrightarrow{r \rightarrow +\infty} 0$.

⁴ C'est à dire, tel que $E \ll \hbar^2/(2\mu b^2)$, où b est la portée du potentiel.

	Rubidium 87		Césium 133	
l	r_0 (nm)	$V_{\text{eff}}(r_0)$ (μK)	r_0 (nm)	$V_{\text{eff}}(r_0)$ (μK)
1	9.7	80	11.8	35
2	7.3	414	9.0	181
3	6.2	1 173	7.6	513

TAB. 3.1 – *Rayons et amplitudes de la barrière de potentiel (dans le cas où $l > 0$), pour le rubidium et le césium. On a pris $C_6(\text{Rb}) = 4\,707\text{ ua} = 4.5\,10^{-76}\text{ J.m}^6$ [49] et $C_6(\text{Cs}) = 6\,890\text{ ua} = 6.6\,10^{-76}\text{ J.m}^6$ [50] (avec $1\text{ ua} = 0.095\,734\,5\,10^{-24}\text{ J.nm}^6$).*

$$V_{\text{eff}}(r) = V(r) + \frac{\hbar^2 l(l+1)}{2\mu r^2}$$

A longue distance le terme dominant de $V(r)$ pour deux atomes alcalins identiques est un potentiel du type :

$$V(r) = -\frac{C_6}{r^6} - \frac{C_8}{r^8} - \frac{C_{10}}{r^{10}} - \frac{C_{12}}{r^{12}}$$

La figure 3.1 donne l'allure de V_{eff} pour différents types d'ondes (onde “ s ” pour $l = 0$, “ p ” pour $l = 1$, “ d ” pour $l = 2 \dots$). A l'exception des ondes “ s ”, il existe une barrière centrifuge centrée sur r_0 et d'amplitude $V_{\text{eff}}(r_0)$. Pour une particule fictive relative d'énergie $E_k < V_{\text{eff}}(r_0)$, la barrière répulsive (de portée $r_0 = b$) écrante le potentiel central et la réfléchit. On peut estimer r_0 et $V_{\text{eff}}(r_0)$ en ne conservant que le terme en C_6 de $V(r)$, alors :

$$r_0 \simeq \left(\frac{6\mu C_6}{l(l+1)\hbar^2} \right)^{\frac{1}{4}}$$

$$V_{\text{eff}}(r_0) \simeq \left(\frac{l(l+1)\hbar^2}{6\mu} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{1}{\sqrt{C_6}}$$

Le tableau 3.1 donne le rayon et l'amplitude de la barrière de potentiel (dans le cas où $l > 0$), pour le rubidium et le césium. On a pris $C_6(\text{Rb}) = 4\,707\text{ ua} = 4.5\,10^{-76}\text{ J.m}^6$ [49] et $C_6(\text{Cs}) = 6\,890\text{ ua} = 6.6\,10^{-76}\text{ J.m}^6$ [50] (avec $1\text{ ua} = 0.095\,734\,5\,10^{-24}\text{ J.nm}^6$). Les énergies y sont exprimées en unité de température.

Dans la fontaine double les nuages atomiques ont une température typique de $1\,\mu\text{K}$ ce qui indique que les interactions entre atomes sont principalement en onde s [41].

3.1.3 Longueur de diffusion a en onde s .

On peut définir la longueur de diffusion en onde s comme :

$$a = -\lim_{k \rightarrow 0} f(k) = -\lim_{k \rightarrow 0} \frac{\tan \delta_0(k)}{k}$$

où δ_0 est le déphasage accumulé par la particule après collision. La longueur de diffusion a permet de décrire l'ensemble de la diffusion en onde s . Or, la section efficace en onde s peut s'écrire $(4\pi/k^2) \sin^2(\delta_0)$, ce qui permet de trouver son expression à basse énergie :

$$\sigma(k) = \frac{4\pi a^2}{1 + k^2 a^2}$$

Dans le cas de la fontaine double nous capturons des bosons indiscernables. Il faut appliquer le principe de Pauli en symétrisant la fonction d'onde. Cela revient à additionner les amplitudes de diffusions dans les directions θ et $\pi - \theta$.

$$\sigma = \begin{cases} 8\pi a^2 & \text{si } ka \ll 1. \\ 8\pi k^{-2} & \text{si } ka \gg 1, \text{ appelée "limite unitaire".} \end{cases}$$

On peut montrer [48] que l'énergie de champ moyen vue par un atome dans un nuage de densité n est :

$$E_{\langle \text{champ} \rangle} = \frac{2\pi n \hbar^2}{\mu} a$$

Cette relation illustre bien le rôle de a , puisque l'interaction sera attractive et favorisera une condensation du nuage si $a < 0$, alors qu'elle sera répulsive si $a > 0$, conduisant à l'expansion du nuage. L'énergie totale du nuage est l'énergie de champ moyen multipliée par le nombre d'atomes, que nous allons relier au déplacement collisionnel.

3.2 Déplacement de fréquence dû aux collisions.

Lors de l'interaction des atomes avec le champ micro-onde, il se crée une superposition cohérente des états horloge $|\alpha\rangle$ (pour le Rb $|F = 1; m_F = 0\rangle$ et pour le Cs $|F = 3; m_F = 0\rangle$) et $|\beta\rangle$ (pour le Rb $|F = 2; m_F = 0\rangle$ et pour le Cs $|F = 4; m_F = 0\rangle$). L'évolution de la cohérence (matrice densité du spin) $\rho_{\alpha\beta}$, pour un atome, est donnée par :

$$\frac{d}{dt}\rho_{\alpha\beta} + \frac{i}{\hbar} E^{\beta\alpha} \rho_{\alpha\beta} = \frac{d}{dt}\rho_{\alpha\beta}^{\text{micro-onde}} + \frac{d}{dt}\rho_{\alpha\beta}^{\text{coll}}$$

où $\dot{\rho}_{\alpha\beta}^{micro-onde}$ exprime l'évolution due à la micro-onde et $\dot{\rho}_{\alpha\beta}^{coll}$ l'évolution due aux collisions à deux corps. L'expression générale de $\dot{\rho}_{\alpha\beta}^{coll}$ est connue comme étant l'équation de Boltzmann quantique [51]. On peut montrer [41] que $\dot{\rho}_{\alpha\beta}^{coll} = \rho_{\alpha\beta}(i\delta\omega - \Gamma)$, où $\delta\omega$ est le déplacement collisionnel et Γ est la largeur de la transition atomique. D'après [52] on peut écrire :

$$i\delta\omega - \Gamma = \frac{\pi\hbar}{\mu k} \sum_j n_j (1 + \delta_{\alpha j})(1 + \delta_{\beta j}) \left[\mathcal{S}_{\alpha j}(k) \mathcal{S}_{\beta j}^\dagger(k) - 1 \right] \quad (3.2)$$

où $j = \alpha, \beta, \gamma$ avec $\gamma = |3, m_F \neq 0\rangle$ pour le Cs et $\gamma = |1, m_F \neq 0\rangle$ pour le Rb. $\mathcal{S}_{\alpha j}(k)$ désigne la matrice de diffusion correspondant à la collision entre atomes dans l'état $|\alpha\rangle$ et l'état $|j\rangle$ (cf. paragraphe 4.9.2). n_j est la densité atomique des atomes dans l'état $|j\rangle$. Toujours d'après [41, 52], on peut relier la matrice $\mathcal{S}(k)$ à la longueur de diffusion complexe (dans la limite où elle est petite) par la relation $\mathcal{S}_{\alpha j}(k) \simeq 1 - 2ika_{\alpha j}$. Ce qui conduit à l'expression générale du déplacement collisionnel pour une fontaine ⁵ :

$$\delta\omega = \frac{2\pi\hbar}{\mu} \sum_j n_j (1 + \delta_{\alpha j})(1 + \delta_{\beta j}) \mathcal{R}e [a_{\beta j} - a_{\alpha j}] \quad (3.3)$$

3.3 Résonances de Feshbach.

Nous allons nous intéresser aux états internes de l'état stationnaire de diffusion. Un canal [53] représente une paire d'états internes différents. Un canal entrant est l'état du système constitué des deux atomes avant diffusion. Il peut être couplé à d'autres (ouverts, P, ou fermés, Q) durant la collision. Un canal est énergétiquement ouvert (fermé), quand l'énergie totale des deux atomes est au-dessus (en dessous) du seuil de dissociation dans le canal entrant. Une collision élastique correspond à des canaux entrant et sortant identiques. Dans le cas d'un champ magnétique suffisamment fort pour que l'effet Zeeman soit dominant par rapport au couplage entre les spins électronique et nucléaire, le potentiel d'interaction dispose d'un spin électronique total $S = 0$ si il est singulet et $S = 1$ si il est triplet. La figure 3.2 montre le potentiel de diffusion dû à la particule fictive associée au centre de masse (le canal ouvert, $S = 1$). Le seuil de dissociation correspond aux potentiels lorsque les deux atomes sont à "l'infini". Le canal fermé, Q, correspond au potentiel moléculaire pour lequel il existe des états liés. La différence d'énergie entre l'un de ces états liés et l'énergie totale du canal entrant est donnée par $\nu = \Delta\mu(B - B_0)$, où $\Delta\mu = 2\mu_{at} - \mu_{mol}$, est la différence entre le moment

⁵ La démonstration complète conduisant à cette relation peut se trouver dans [3].

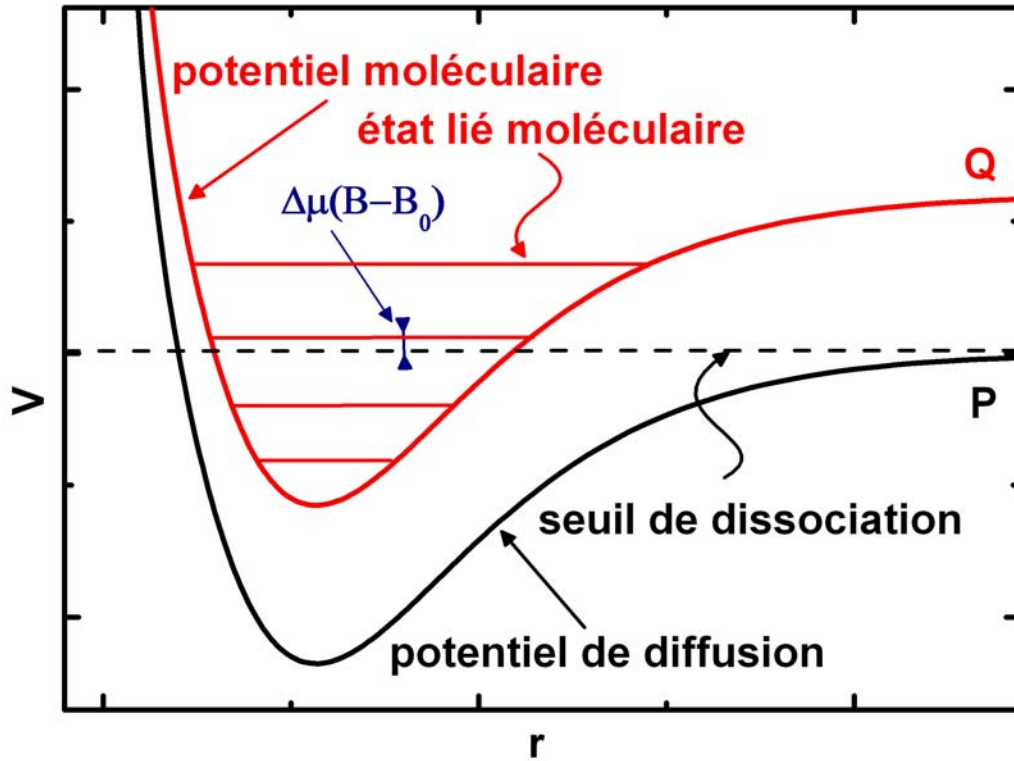


FIG. 3.2 – Le schéma montre le potentiel de diffusion (le canal ouvert, $S = 1$). Le seuil de dissociation correspond à l'énergie lorsque les atomes sont à "l'infini". Le canal fermé correspond au potentiel moléculaire pour lequel il existe des états liés. La différence d'énergie entre l'un de ces états liés et l'énergie totale du canal entrant est donnée par $\nu = \Delta\mu(B - B_0)$. En modifiant le champ magnétique il est possible d'obtenir $\nu = 0$ et il y a alors une résonance de Feshbach.

magnétique des atomes dans le canal entrant et celui de l'état moléculaire. En modifiant le champ magnétique il est possible de faire coïncider un niveau moléculaire avec le niveau du canal entrant, alors $\nu = 0$ et il y a résonance de Feshbach. Alors la longueur de diffusion se met à diverger en passant de $+\infty$ à $-\infty$.

Dans le formalisme de Feshbach, la matrice de diffusion dépend de l'énergie et peut être séparée en deux. La partie directe \mathcal{S}_{direct}^P , qui décrit la diffusion dans le canal P, sans couplage avec le canal Q. Alors que la résonance de Feshbach proprement dite, est décrite par la matrice résonnante \mathcal{S}_{res}^Q . La matrice totale $\mathcal{S} = \mathcal{S}_{res}^Q \mathcal{S}_{direct}^P$ englobe la dépendance en énergie et en champ magnétique du processus de diffusion proche de résonance.

Chapitre 4

Contrôle du déplacement collisionnel dans la fontaine double.

Dans ce chapitre nous allons aborder ce qui a été une partie importante de mon travail de thèse. Comme il a été mentionné à plusieurs reprises, le déplacement de fréquence dû aux collisions est la limitation la plus sévère de l'exactitude des fontaines à césium, et dans une bien moindre mesure des fontaines rubidium. Nous allons voir comment relier les expressions du déplacement collisionnel exposées au chapitre précédent au cas concret du fonctionnement de FO2.

4.1 Remarques sur la densité effective et sur le cas de l'atome de césium.

La relation 3.3 fait intervenir la densité, n_j , de chaque état $|j\rangle$. Or, cette dernière évolue tout au long du vol balistique. Il faut tenir compte de l'évolution du nuage au cours du cycle d'horloge. L'équipe menée par C. Williams s'est penchée sur la question [54] ainsi que Y. Sortais [3]. Nous verrons aussi que le cas du césium est plus compliqué que celui du rubidium, on ne peut pas se contenter de l'équation 3.3 pour décrire correctement son déplacement collisionnel, et ce à cause de sa dépendance en énergie.

4.1.1 Un modèle d'expansion du nuage.

Nous allons nous intéresser à un modèle simple d'évolution balistique des nuages atomiques. Cette partie est valable à la fois pour le césium et le

rubidium. Notons $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ la fonction représentant la distribution spatiale (\mathbf{r}) et de vitesse (\mathbf{v}) du nuage. A ce stade, on néglige l'effet des collisions. On suppose que $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ est le même pour chacun des deux états horloge. Alors $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ obéit à l'équation de Boltzmann des gazs :

$$\frac{d}{dt}f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = 0 \quad (4.1)$$

En supposant que l'on puisse factoriser les distributions comme, $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = \prod_{\gamma=x,y,z} f(\gamma, v_\gamma, t)$ et que $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) = \rho(\mathbf{r}, t)\chi(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$, alors :

$$\begin{aligned} \rho(\mathbf{r}, t) &= \prod_{\gamma=x,y,z} \rho(\gamma, t) && \text{la densité atomique (distribution spatiale).} \\ \chi(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) &= \prod_{\gamma=x,y,z} \chi(\gamma, v_\gamma, t) && \text{la distribution de vitesses.} \end{aligned}$$

Au moment du lancement $f_\gamma(\gamma, v_\gamma, t=0) = \rho_\gamma(\gamma, t=0)\chi_\gamma(v_\gamma, t=0)$, après $f_\gamma(\gamma, v_\gamma, t) = \rho_\gamma(\gamma, t)\chi_\gamma(v_\gamma - v_{0\gamma}, t)$. En supposant que les distributions de vitesses et de positions sont Gaussiennes¹ et en introduisant σ_γ^2 , la variance de ρ , et ς_γ^2 , celle de χ . Alors $\sigma_\gamma(t=0)$ et $\varsigma_\gamma(t=0)$ sont, la taille et la distribution en vitesses initiales typiques du nuage. De l'expression 4.1 on peut tirer [54] :

$$\begin{aligned} \rho(\gamma, t) &= \frac{\sqrt[3]{N}}{\sqrt{2\pi\sigma_\gamma^2(t)}} \times \exp\left(-\frac{[\gamma - \gamma_0]^2}{2\sigma_\gamma^2(t)}\right) \\ \chi(\gamma, v_\gamma, t) &= \sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T_\gamma(t)}} \times \exp\left(-m \frac{[v_\gamma - v_{0\gamma}(\gamma, t)]^2}{2k_B T_\gamma(t)}\right) \end{aligned}$$

où N est le nombre d'atomes, m la masse d'un atome, k_B la constante de Boltzmann et T_γ la distribution en température, avec

$$\begin{aligned} \sigma_\gamma^2(t) &= \sigma_\gamma^2(t=0) + \varsigma_\gamma^2(t=0) t^2 \\ &= \sigma_\gamma^2(t=0) + \frac{k_B}{m} T_\gamma(t=0) t^2 \\ T_\gamma(t) &= \left(\frac{\sigma_\gamma(t=0)}{\sigma_\gamma(t)}\right)^2 T_\gamma(t=0) \\ v_{0\gamma}(\gamma, t) &= \left[1 - \left(\frac{\sigma_\gamma(t=0)}{\sigma_\gamma(t)}\right)^2\right] \frac{\gamma}{t} \end{aligned}$$

¹ En pratique, la distribution de vitesse obéit mieux à une loi Lorentzienne de type b , définie comme $a(1 + (v/v_0)^2)^{-b}$ [43].

Connaissant les conditions initiales du nuage (γ_0), il est possible de modéliser son évolution et celle de sa densité. La dernière relation met bien en évidence que l'énergie de collision diminue au cours du temps.

4.1.2 Liens avec le déplacement collisionnel, le cas du césium.

Au chapitre 3 nous avons ignoré l'influence de l'évolution du nuage sur le déplacement collisionnel, de sorte que l'on pouvait le déterminer à l'aide de la relation 3.3. Maintenant, on sait qu'il va falloir intégrer l'évolution de la distribution spatiale tout au long du vol séparant les deux interactions micro-ondes, afin que l'on puisse écrire le déplacement collisionnel comme $\delta\nu = \bar{n} \mathcal{K}$, où \bar{n} est la densité moyennée sur la distribution spatiale et sur le temps. Cependant P. Leo *et al.* [52] montrent que, contrairement au ^{87}Rb , pour les températures atomiques rencontrées dans les fontaines (1 à 2 μK), nous ne sommes pas dans le régime de Wigner avec le ^{133}Cs . Ce régime correspond à l'indépendance du déplacement collisionnel (de la longueur de diffusion) avec l'énergie, le seuil de ce régime est de 10 nK pour le césium contre quasiment 10^{-4} K pour le rubidium, alors $\mathcal{K} = \mathcal{K}(E)$. Il faut alors repartir de l'équation 3.2 pour trouver :

$$\mathcal{K}(E) = \frac{\pi\hbar}{\mu k} \sum_j (1 + \delta_{\alpha j})(1 + \delta_{\beta j}) \mathcal{I}m[\mathcal{S}_{\alpha j}(E)\mathcal{S}_{\beta j}^\dagger(E) - 1]$$

Sur un cycle horloge, le déplacement collisionnel est donné par $\delta\nu = \frac{1}{(t_2 - t_1)} \int_{t_1}^{t_2} g(t)\delta\omega(t)dt$, où $\delta\omega(t)$ est le déplacement collisionnel instantané, t_1 (t_2) le temps du premier (deuxième) passage dans la cavité Ramsey et $g(t)$ la fonction de sensibilité. Or, l'évolution du nuage commence à partir de $t = 0$. $\delta\omega(t)$ se définit comme :

$$\delta\omega(t) = N \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(\mathbf{x}, \mathbf{v}_1, t) f(\mathbf{x}, \mathbf{v}_2, t) \mathcal{K} \left(\frac{\mu}{2} (\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2)^2 \right) d\mathbf{x} d\mathbf{v}_1 d\mathbf{v}_2$$

où N est le nombre total d'atomes initial, \mathbf{v}_1 et \mathbf{v}_2 sont les vitesses de deux atomes entrant en collision. L'expansion du nuage agit principalement sur la densité moyenne et l'énergie de collision moyenne, que l'on peut écrire comme :

$$\begin{aligned} \bar{\rho}(t) &= N \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(\mathbf{x}, \mathbf{v}_1, t) f(\mathbf{x}, \mathbf{v}_2, t) d\mathbf{x} d\mathbf{v}_1 d\mathbf{v}_2 \\ \bar{E}(t) &= \frac{N}{\bar{\rho}(t)} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f(\mathbf{x}, \mathbf{v}_1, t) f(\mathbf{x}, \mathbf{v}_2, t) \left[\frac{\mu}{2} (\mathbf{v}_1 - \mathbf{v}_2)^2 \right] d\mathbf{x} d\mathbf{v}_1 d\mathbf{v}_2 \end{aligned}$$

où $\bar{n} = \frac{1}{(t_2 - t_1)} \int_{t_1}^{t_2} \bar{\rho}(t) dt$. Des hypothèses simplificatrices sont proposées par [54] pour l'expression de $\delta\omega(t)$. On remplace l'énergie cinétique relative dans l'expression de \mathcal{K} par $\bar{E}(t)$ et, en poussant le raisonnement plus loin, on remplace $\bar{E}(t)$ par $\bar{E}(t = 0)$. Dans ce cas on peut alors écrire :

$$\begin{aligned} \delta\omega(t) &= \bar{\rho}(t) \mathcal{K}(\bar{E}(t)) \\ &\simeq \bar{\rho}(t) \mathcal{K}(\bar{E}(t = 0)) \end{aligned} \quad (4.2)$$

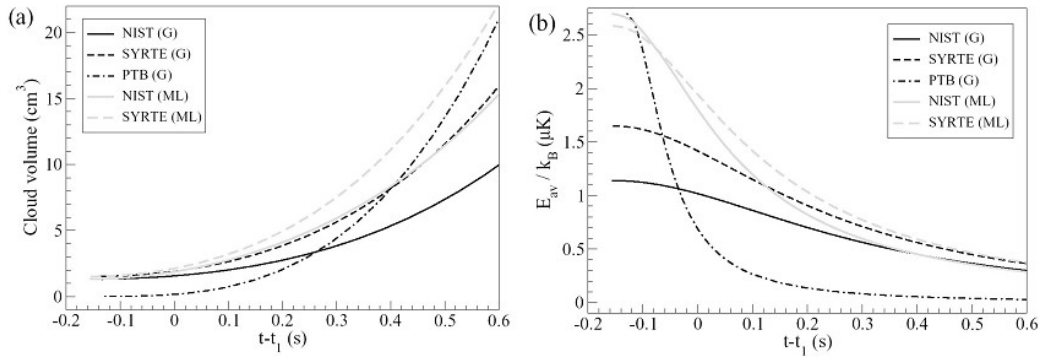


FIG. 4.1 – Ces figures sont issues de [54]. (a) trace l'évolution du volume du nuage ($N/\bar{\rho}(t)$) en fonction du temps, à partir du premier passage dans la cavité (t_1) alors que (b) donne l'évolution de l'énergie de collision moyenne ($\bar{E}(t)$). Cette simulation utilise les paramètres et dimensions réels des fontaines FO2, NIST-CSF1, PTB-CSF1 en conditions de fonctionnement standard. La densité atomique initiale est considérée comme gaussienne alors que la distribution de vitesse a pu être prise aussi bien Gaussienne (G) que Lorentzienne (ML) (cf. texte).

Les figures 4.1 (a) et (b) sont issues de [54]. (a) trace l'évolution du volume du nuage ($N/\bar{\rho}(t)$) en fonction du temps à partir du premier passage dans la cavité (t_1) en utilisant le modèle exposé au paragraphe 4.1.1. (b) donne l'évolution de l'énergie de collision moyenne ($\bar{E}(t)$). Cette simulation utilise les paramètres et dimensions réels des fontaines FO2, NIST-CSF1 ², PTB-CSF1 ³ en conditions de fonctionnement standard. La densité atomique initiale est considérée comme gaussienne alors que la distribution de vitesse a pu être prise aussi bien Gaussienne (G) que Lorentzienne (ML). On peut

² Première fontaine atomique du National Institute of Standards and Thechology, Boulder, USA [55].

³ Première fontaine atomique du Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig, Allemagne [56].

constater que le choix de la distribution ne change pas le comportement des deux variables mais peut changer fortement son amplitude. Notamment l'énergie de collision pour une Gaussienne est toujours plus petite que pour une Lorentzienne. Il y a plus d'atomes de haute vitesse dans ce type de distribution, donc une énergie de collision moyenne plus élevée. Elle dépend fortement des conditions expérimentales, et diminue avec la densité moyenne au cours du temps. En toute rigueur, le coefficient \mathcal{K} est une fonction de cette énergie (ce qui n'est pas le cas pour le rubidium car nous sommes dans le régime de Wigner) il n'est pas possible de déterminer un $\mathcal{K}_{\text{absolu}}$, une bonne fois pour toute, pour une fontaine, puis de le réutiliser pour une autre afin de déterminer le déplacement collisionnel.

4.2 Comment évaluer le déplacement collisionnel ?

Nous l'avons vu, \mathcal{K} dépend de toute sorte de paramètres et si l'on veut être totalement rigoureux on ne peut pas faire les hypothèses conduisant aux relations 4.2. Néanmoins, un modèle simplifié peut être développé pour décrire les expériences. Introduisons \bar{n} , comme la densité moyennée sur le temps, pondérée par la fonction de sensibilité et intégrée sur la trajectoire de tous les atomes détectés. Elle ne peut être mesurée directement. Elle dépend de N , σ , T , de la géométrie de la fontaine et la géométrie de la zone de détection. Toujours est-il que $\bar{n} \propto N_{\text{det}}$. On peut alors écrire $\delta\nu = \mathcal{K}_{\text{coll}} N_{\text{det}}$, où $\mathcal{K}_{\text{coll}} = \mathcal{K}_{\text{coll}}(N, T, \sigma \dots)$ est une fonction de tous les paramètres mentionnés précédemment.

4.2.1 Méthode différentielle.

Pour mesurer le déplacement collisionnel, on utilise la méthode différentielle [43]. C'est une méthode générale qui consiste à comparer deux états de fonctionnement de l'horloge. Nous le verrons au chapitre 5, l'oscillateur local ne peut pas toujours servir de référence de fréquence à cause de son instabilité intrinsèque à long terme. L'idée est de s'en affranchir en comparant deux états de la fontaine, en les alternant suffisamment souvent pour rejeter les fluctuations de l'oscillateur d'interrogation. En alternant suffisamment vite, cette technique permet aussi de s'affranchir des fluctuations lentes de certains paramètres de la fontaine, tels que le champ magnétique, la température, le nombre d'atomes ...

4.2.2 Mesure et principe de la correction du déplacement collisionnel.

Le principe de mesure.

Comme le déplacement collisionnel est une fonction de N_{det} , la méthode différentielle va nous permettre de déterminer quelle est la modification de fréquence associée à une variation volontaire du nombre d'atomes détectés (autrement dit, de la densité). Nous alternerons deux états de fonctionnement de la fontaine : une configuration à haute densité (HD) et une configuration basse densité (BD). En pratique, l'alternance s'effectue tous les 50 cycles de fontaine ⁴, entre les configurations HD et BD, pour lesquelles on enregistre les nombres d'atomes (N_{det}^{HD} et N_{det}^{BD}) et les corrections de fréquences (ν^{HD} et ν^{BD}). La différence de fréquence entre les deux états de fontaine correspond à la différence des déplacements collisionnels ($\delta\nu^{HD}$ et $\delta\nu^{BD}$). On peut l'écrire comme :

$$\delta\nu^{HD} - \delta\nu^{BD} = \mathcal{K}_{coll}^{HD} N_{det}^{HD} - \mathcal{K}_{coll}^{BD} N_{det}^{BD}$$

Dans le cas où \mathcal{K}_{coll}^{HD} et \mathcal{K}_{coll}^{BD} sont identiques (nous en reparlerons après), on peut factoriser l'expression :

$$\delta\nu^{HD} - \delta\nu^{BD} = \mathcal{K}_{coll} (N_{det}^{HD} - N_{det}^{BD})$$

Principe de correction.

A ce stade, il est possible de déterminer \mathcal{K}_{coll} comme l'explique la figure 4.2. Une extrapolation linéaire de la fréquence horloge à nombre d'atome détecté nul donnera la fréquence corrigée ν_0 :

$$\nu_0 = \nu^{HD} - \mathcal{K}_{coll} N_{det}^{HD} = \nu^{LD} - \mathcal{K}_{coll} N_{det}^{LD} \quad (4.3)$$

Il faut noter que la détermination absolue de \mathcal{K}_{coll} n'est pas utile. Une calibration relative de N_{det}^{HD} et de N_{det}^{BD} est suffisante.

⁴ Nous avons choisi cette alternance car elle permet de garantir que sur cette durée, l'oscillateur d'interrogation se comporte comme du bruit blanc de fréquence (maser-H) ou bruit de scintillation de fréquence (OCRS). D'autre part cela permet d'optimiser la stabilité globale de la fontaine. La figure 2.9 illustre une mesure de l'OCRS par FO2, elle illustre bien ce principe. Jusqu'à ~ 300 s c'est le bruit de la fontaine qui domine celui de l'OCRS (il se comporte comme du bruit blanc de fréquence jusqu'à ~ 70 s), après quoi la dérive de ce dernier est prédominante. On peut alterner sur une gamme de temps inférieure à 70 s sans rajouter de bruit.

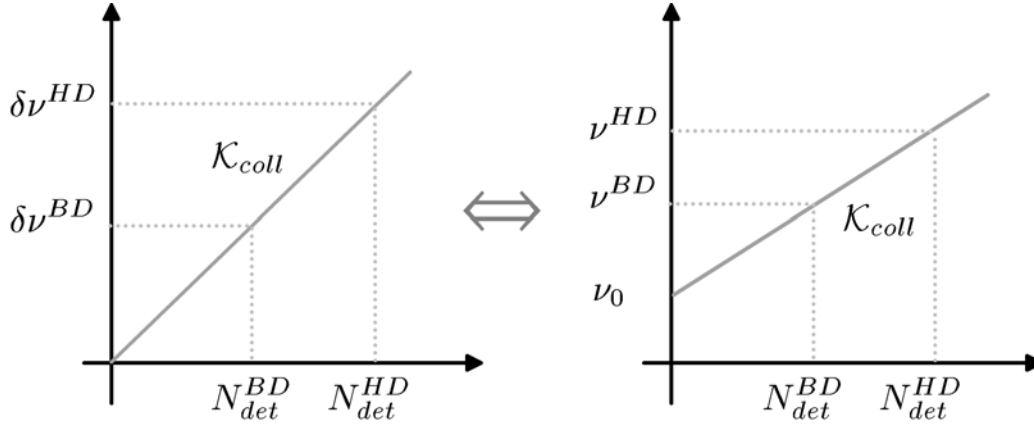


FIG. 4.2 – Méthode de détermination de \mathcal{K}_{coll} par extrapolation linéaire et correction de la fréquence horloge à nombre d'atome détecté nul.

Les méthodes mises en oeuvre jusqu'à présent.

La calibration absolue du nombre d'atomes dans une fontaine atomique est un point très délicat [3]. Mais comme le suggère la relation 4.3, une calibration relative du nombre d'atomes est suffisante, dès lors que l'on est capable de faire varier le nombre d'atomes détectés (*i.e.* la densité) de manière connue et reproductible.

Jusqu'à présent, pour préparer deux densités différentes, il y avait deux méthodes :

1. en modifiant le temps de chargement ou la puissance laser.
2. en jouant sur le processus de sélection.

La première méthode modifie la distribution de vitesse, la taille du nuage et même sa position. C'est particulièrement critique pour FO2 car nous chargeons à partir d'un jet, et toutes modifications dans la séquence de chargement de la mélasses modifient la géométrie du nuage atomique. La deuxième consiste à charger le nuage d'atomes froids de la même manière pour les deux configurations, la différence se situe sur le niveau de la puissance de la micro-onde de sélection. De ce fait, on peut transférer tous les atomes de $|4;0\rangle$ vers $|3;0\rangle$ en appliquant une impulsion π dans la cavité de sélection, après quoi le faisceau pousseur chassera tous les atomes restés dans les états $|4; m_F\rangle$ pour préparer la configuration HD. Pour préparer la configuration LD, on applique une impulsion $\pi/2$ qui transférera la moitié des atomes de $|4;0\rangle$ vers $|3;0\rangle$. Compte tenu des inhomogénéités du champ micro-onde dans la cavité, l'impulsion n'est pas parfaitement π ou $\pi/2$ pour tous les atomes (notamment suivant leur position dans la cavité).

Ces deux techniques affectent fortement l'évolution du nuage au travers de la densité atomique, les distributions de vitesses (*i.e.* l'énergie de collision) et de position des atomes. En conséquence $\mathcal{K}_{coll}^{HD} \neq \mathcal{K}_{coll}^{BD}$. Dans [44] nous avons conclu que l'erreur sur l'extrapolation linéaire conduit dans le meilleur des cas à une incertitude de 10 à 20 % sur la valeur du déplacement collisionnel. Elle est principalement causée par les fluctuations mal contrôlées sur les paramètres $T, \sigma \dots$

C'est pourquoi nous avons mis au point une méthode de sélection par transfert adiabatique nous rendant le moins sensible possible à la géométrie du nuage.

4.3 Le transfert de population par passage adiabatique.

Nous cherchons à obtenir une méthode permettant de changer le nombre d'atomes sans modifier la distribution de vitesses et la taille du nuage. Pour cela, on peut effectuer un transfert adiabatique de population. La méthode est bien connue en imagerie médicale (RMN) ainsi qu'en optique quantique [57, 58]. Nous nous proposons de la réaliser dans la cavité de sélection, afin de permettre la préparation de nuages de densité 1 et 1/2, avec la meilleure précision relative possible. La préparation de la densité 1/2 est faite par un passage "adiabatique" interrompu, ce qui constitue une réelle nouveauté.

4.3.1 Les conditions d'adiabaticité.

Nous allons nous placer dans le formalisme de l'atome "habillé". Le hamiltonien d'interaction d'un atome à deux niveaux, "habillé" par des photons micro-onde (n), peut s'écrire dans la base des $|3, (n)\rangle$ et des $|4, (n-1)\rangle$ comme :

$$H_{int} = \frac{\hbar}{2} \begin{pmatrix} \delta & \Omega \\ \Omega & -\delta \end{pmatrix}$$

où δ est le désaccord de la micro-onde par rapport à la résonance et Ω est la pulsation de Rabi. Les états propres de H_{int} sont :

$$\begin{aligned} |+\rangle &= \sin \theta |3, (n)\rangle + \cos \theta |4, (n-1)\rangle \\ |-\rangle &= \cos \theta |3, (n)\rangle - \sin \theta |4, (n-1)\rangle \end{aligned} \quad (4.4)$$

D'énergies propres $E_{|\pm\rangle} = \pm(\hbar/2)\sqrt{\Omega^2 + \delta^2}$ (cf. figure 4.3). Et où :

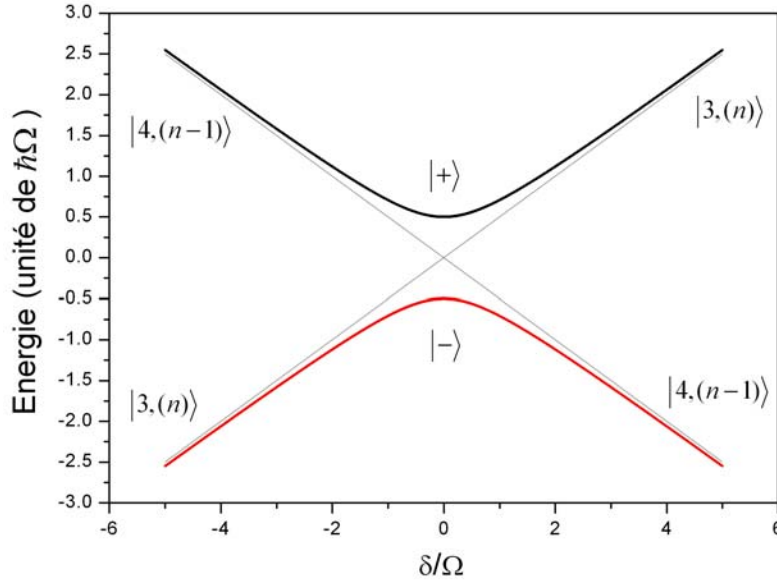


FIG. 4.3 – *Energie des états propres $|+\rangle$ et $|-\rangle$ de H_{int} en fonction du désaccord δ . Quand $\delta \rightarrow -\infty$, $\theta = 0$, et $|-\rangle = |3, (n)\rangle$ et $|+\rangle = |4, (n-1)\rangle$. Dans le cas où $\delta \rightarrow +\infty$ ($\theta = \pi/2$) c'est l'inverse. A $\theta = \pi/4$ la micro-onde lève la dégénérescence des deux états propres qui sont séparés d'une énergie de $\hbar\Omega$.*

$$\cotg(2\theta) = -\frac{\delta}{\Omega} \quad (4.5)$$

où θ ainsi que $E_{|\pm\rangle}$ sont fonction de δ . En balayant θ de 0 à $\pi/2$ l'état $|+\rangle$ effectue la transition $|4, (n-1)\rangle \rightarrow |3, (n)\rangle$. Afin de garantir que l'on “reste” effectivement sur l'état $|+\rangle$ il faut satisfaire le critère d'adiabaticité :

$$\left| \langle - | \frac{\partial | + \rangle}{\partial t} \right| \ll \frac{\Delta E}{\hbar}$$

où ΔE est la différence d'énergie entre les deux états propres $|+\rangle$ et $|-\rangle$ des relations 4.4 :

$$\left| \Omega \frac{\partial \delta}{\partial t} - \delta \frac{\partial \Omega}{\partial t} \right| \ll 2(\Omega^2 + \delta^2)^{3/2}$$

La phase la plus critique se trouve autour de résonance (où les niveaux sont les plus proches), on peut écrire la relation précédente comme :

$$\left| \dot{\delta}(t) \right|_{\delta \simeq 0} \ll \Omega^2(t). \quad (4.6)$$

4.3.2 Le choix de l'impulsion Blackman.

Dans le but d'atteindre un transfert adiabatique optimal de $|4, 0\rangle \rightarrow |3, 0\rangle$, il faut balayer, à la fois la puissance et la fréquence [59, 60, 61] de la micro-onde durant la sélection. Afin de minimiser les excitations non résonantes que l'on trouve dans le cas d'une impulsion carrée (non adiabatique) non balayée (voir par exemple la figure 6.3) on choisit une impulsion Blackman [62, 63], avec une évolution de la pulsation de Rabi qui a pour expression :

$$\Omega(t) = \Omega_{\max} \left[0.42 - 0.50 \cos\left(\frac{2\pi t}{\tau}\right) + 0.08 \cos\left(\frac{4\pi t}{\tau}\right) \right] \quad (4.7)$$

où τ est la durée de l'impulsion Blackman. Sachant que pour réaliser une impulsion π il faut satisfaire la condition $\int_0^\tau \Omega(t) dt = \pi$, *i.e.* $\Omega_{\max} \simeq 2.4\pi$. Il faut plus de puissance pour une impulsion Blackman que pour une impulsion carrée de même durée pour effectuer une impulsion π . Pour obéir à la condition d'adiabaticité 4.6, on intègre l'équation différentielle $\dot{\delta}(t) \propto \Omega^2(t)$:

$$\begin{aligned} \delta(t) = -\delta_{\max} + 0.3046\tau \Omega_{\max}^2 & \left(\frac{t}{\tau} + \frac{1}{2\pi} \frac{1}{9138} \left[-13800 \sin\left(\frac{2\pi t}{\tau}\right) \right. \right. \\ & \left. \left. + 2883 \sin\left(\frac{4\pi t}{\tau}\right) - 400 \sin\left(\frac{6\pi t}{\tau}\right) + 24 \sin\left(\frac{8\pi t}{\tau}\right) \right] \right) \end{aligned} \quad (4.8)$$

La figure 4.4 donne la dépendance temporelle des relations 4.7 et 4.8. Ce qui est particulièrement important c'est que le balayage en fréquence soit lent lorsque l'amplitude se modifie fortement et soit maximum lorsque l'amplitude est *quasi* constante. La figure 4.4.a montre le cas d'une impulsion Blackman (●), balayée en fréquence dans le sens positif (□), pour une durée d'impulsion τ , afin de réaliser un transfert adiabatique de population complet (probabilité de transition 1, ou encore densité 1). La figure 4.4.b est une impulsion demi-Blackman (▲) avec balayage en fréquence (▽) interrompu à résonance ($\delta = 0$). Elle laisse le nuage dans une superposition équilibrée d'atomes dans les niveaux horloge. Après application du faisceau pousseur on obtient une densité 1/2 dans $|3; 0\rangle$ (probabilité de transition 0.5) pour une durée τ .

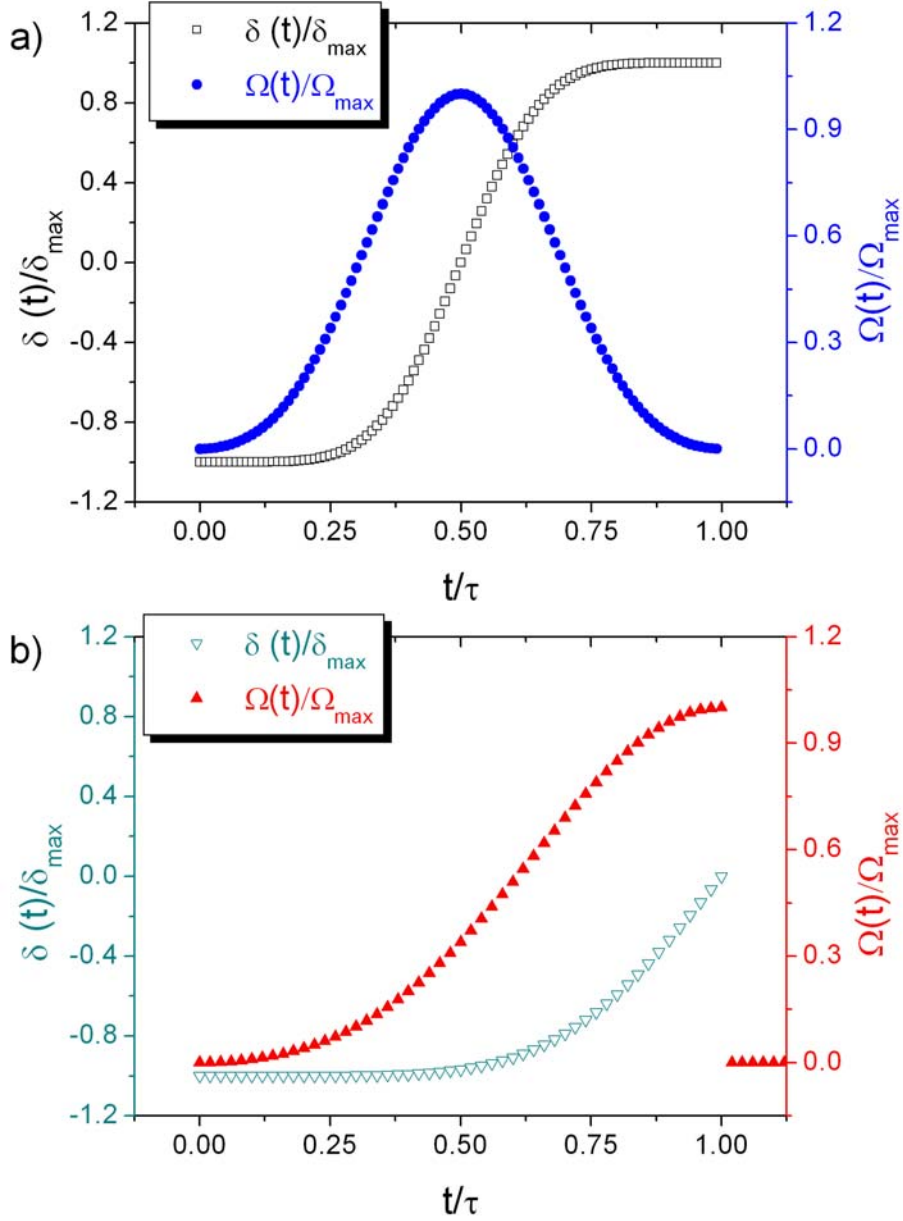


FIG. 4.4 – a) Dépendance temporelle de l'impulsion Blackman (●), balayée en fréquence dans le sens positif (□), pour une durée d'impulsion τ , afin de réaliser un transfert adiabatique de population complet (probabilité de transition 1, ou encore densité 1). b) est une impulsion demi-Blackman (▲) avec balayage en fréquence (▽) interrompu à résonance ($\delta = 0$). Elle laisse le nuage dans une superposition équiprobée d'atomes dans le niveau horloge. Après application du faisceau pousseur on obtient une densité 1/2 dans $|3;0\rangle$ (probabilité de transition 0.5) pour une durée τ .

4.4 Méthode différentielle avec le passage adiabatique.

Nous avons vu jusqu'à présent, que la méthode de passage adiabatique permet de transférer 100 % des atomes de $|4, 0\rangle$ vers $|3, 0\rangle$. Mais pour faire une évaluation du déplacement collisionnel il faut être capable de faire varier le nombre d'atomes de manière extrêmement reproductible afin de pouvoir tirer parti de la méthode différentielle.

4.4.1 Comment faire varier le nombre d'atomes ?

Au lieu d'effectuer le passage adiabatique entièrement, on va utiliser la possibilité qui nous est offerte d'arrêter le balayage à résonance ($\delta = 0$ et $\theta = \pi/4$), c'est à dire de faire un demi-Blackman. Dans ce cas on met les atomes dans une superposition égale et cohérente des états $|4, 0\rangle$ et $|3, 0\rangle$. Le point fondamental est que c'est un des cas où le système se trouve indépendant de la pulsation de Rabi (cf. équation 4.5). Notons à ce sujet que seules trois possibilités satisfont cette exigence :

- on ne fait rien, $\theta = 0$, éminemment adiabatique, mais pas très utile.
- un demi-Blackman, $\theta = \pi/4$, on transfère les atomes de manière égale dans les deux niveaux horloge.
- un Blackman complet, $\theta = \pi/2$, on transfère 100 % des atomes dans l'état $|3, 0\rangle$.

Dans tous les autres cas de figure, la probabilité de transition dépend de la pulsation de Rabi, ce qui implique qu'elle sera dépendante de la position des atomes dans la cavité. C'est précisément ce que l'on cherche à éviter.

Après avoir effectué un demi-Blackman on applique le faisceau pousseur qui chasse les atomes dans $|4, 0\rangle + |4, m_F \neq 0\rangle$.

4.4.2 Paramétrage de la méthode.

Nous allons simuler l'efficacité de la méthode pour réaliser une impulsion π et $\pi/2$, et déterminer quels sont les paramètres expérimentaux optimaux pour atteindre au moins 10^{-3} .

Pour des raisons purement géométriques liés à notre expérience, la durée τ de l'impulsion micro-onde maximum garantissant le passage adiabatique à 10^{-3} près est de 4 ms. Nous avons effectué une simulation numérique pour déterminer la pulsation de Rabi nécessaire, ainsi que le balayage de fréquence optimum. La figure 4.5 donne la probabilité de transition pour $\tau = 4$ ms, $\delta_{max}/2\pi = 5$ kHz en fonction de $\Omega_{max}/2\pi$ pour une impulsion Blackman et

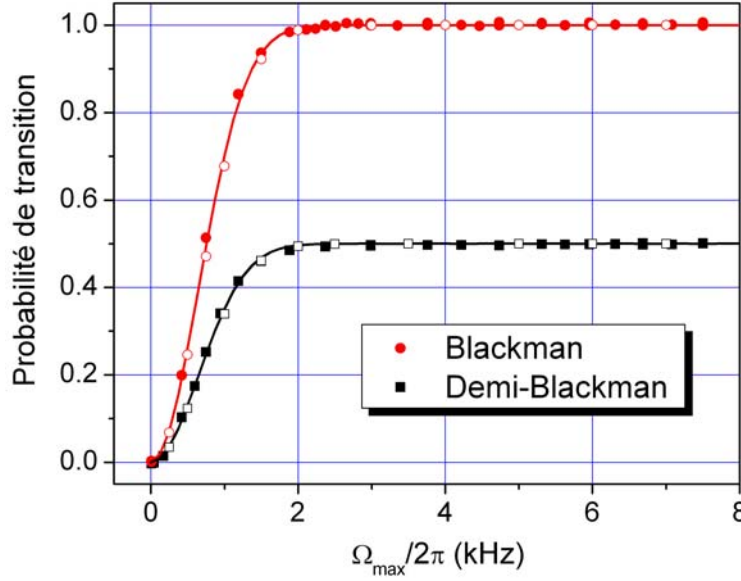


FIG. 4.5 – Probabilité de transition pour $\tau = 4\text{ms}$, $\delta_{\max}/2\pi = 5\text{ kHz}$ en fonction de $\Omega_{\max}/2\pi$ pour une impulsion Blackman et demi-Blackman. La simulation en trait plein donne l'évolution de la probabilité de transition d'un atome centre du nuage en présence d'un champ micro-onde. Les symboles creux figurent une simulation tenant compte du mode TE_{011} de la cavité pour un nuage avec une distribution en vitesses et en positions. Les symboles pleins sont les mesures expérimentales.

demi-Blackman. La simulation en trait plein montre l'évolution de la probabilité de transition d'un atome au centre du nuage en présence d'un champ micro-onde. Les symboles creux figurent une simulation tenant compte du mode TE_{011} de la cavité pour un nuage avec une distribution en vitesses et en positions. Les symboles pleins sont les mesures. On constate que la méthode permet d'être insensible au paramètre $\Omega_{\max}/2\pi$ au delà de 2.4 kHz, à mieux que 10^{-3} . A l'avenir nous choisirons de nous placer à $\Omega_{\max}/2\pi = 7.5\text{ kHz}$ afin de nous assurer une parfaite insensibilité de la méthode aux fluctuations typiques de puissance ($\sim 1\text{ dB}$). Nous avons effectué la simulation en tenant compte de la distribution spatiale, σ , et de la distribution de vitesses atomiques. Nous avons notamment vérifié que la probabilité de transition est conservée à 10^{-3} près quelque soit la position initiale d'un atome dans le nuage à $\pm 5\sigma$ du centre, pour une impulsion Blackman, et de $\pm 3.5\sigma$ pour une impulsion demi-Blackman [64]. Pour réduire la sensibilité à l'inhomogénéité du champ micro-onde et aux problèmes de "timing", le centre du nuage doit coïncider avec le centre de la cavité à la fin du demi-Blackman et à la

résonance dans le cas du Blackman complet.

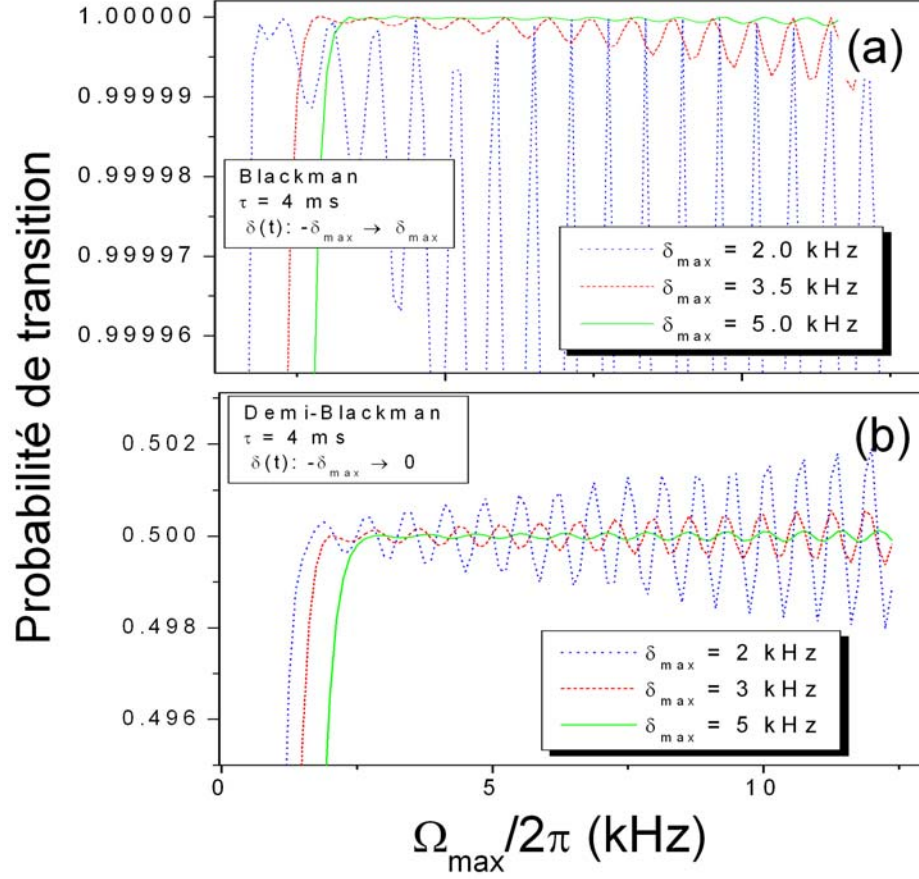


FIG. 4.6 – Cette figure complète la figure 4.5 pour différentes valeurs de δ_{\max} . La partie (a) illustre la dépendance de la probabilité de transition à la valeur de δ_{\max} pour une impulsion Blackman alors que la partie (b) est pour un demi-Blackman.

La figure 4.6 complète la figure 4.5 pour différentes valeurs de δ_{\max} . La partie (a) illustre la dépendance de la probabilité de transition à la valeur de δ_{\max} pour une impulsion Blackman. La partie (b) est pour un demi-Blackman. Par la suite nous choisirons $\delta_{\max} = 5$ kHz, ce qui garantit la méthode à mieux que 10^{-3} .

Le seul point réellement critique est la fréquence finale du balayage dans le cas du demi-Blackman. La dépendance a été calculée et le résultat est donné sur la figure 4.7 pour les conditions standards ($\Omega_{\max}/2\pi = 7.5$ kHz, $\delta_{\max} = 5$ kHz et $\tau = 4$ ms). Nous avons trouvé une sensibilité linéaire de la probabilité de transition au désaccord final de $6.9 \cdot 10^{-5} \text{ Hz}^{-1}$.

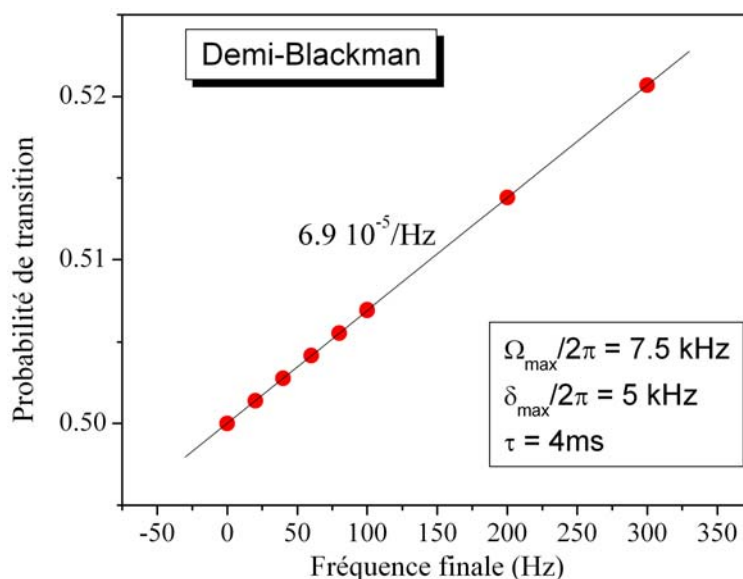


FIG. 4.7 – *Dépendance de la probabilité de transition en fonction de la fréquence finale du balayage dans le cas du demi-Blackman dans les conditions standards (la durée de la coupure est de $\sim 1 \mu\text{s}$). On trouve une sensibilité linéaire de $6.9 \cdot 10^{-5} \text{ Hz}^{-1}$.*

Conclusion — Les simulations numériques nous ont montrées que la méthode peut être réalisée au niveau de 10^{-3} , voir légèrement mieux.

4.5 Validations expérimentales.

Une fois les paramètres estimés par informatique, il nous reste à valider la méthode de manière expérimentale.

4.5.1 Le dispositif expérimental.

Génération de l'impulsion.

Le principe des deux chaînes de synthèse pour la sélection utilisées avec FO2 est illustré par la figure 4.8. Dans tous les cas on peut modifier la fréquence de sortie en pilotant le signal d'un synthétiseur radio-fréquence à l'aide du PC de la fontaine.

Afin de satisfaire les conditions d'adiabaticité, il faut être en mesure de reproduire les fonctions tracées sur la figure 4.4. Pour cela, en sortie de la chaîne de sélection et avant l'entrée dans la cavité de sélection, on dispose

un atténuateur pilotable en tension (avec 60 dB de dynamique). Le PC de la fontaine module une tension avec 500 pas, pour reproduire la forme de l'impulsion Blackman. Nous avons vérifié que la pulsation de Rabi est en accord avec la forme recherchée à $\sim 2\%$ près.

Le synthétiseur utilisé jusqu'alors, n'a pas la résolution en fréquence suffisante pour assurer que la fréquence finale du balayage du passage adiabatique interrompu est suffisamment juste pour assurer la méthode au niveau de 10^{-3} . Dans un premier temps nous utilisons un synthétiseur radio-fréquence qui

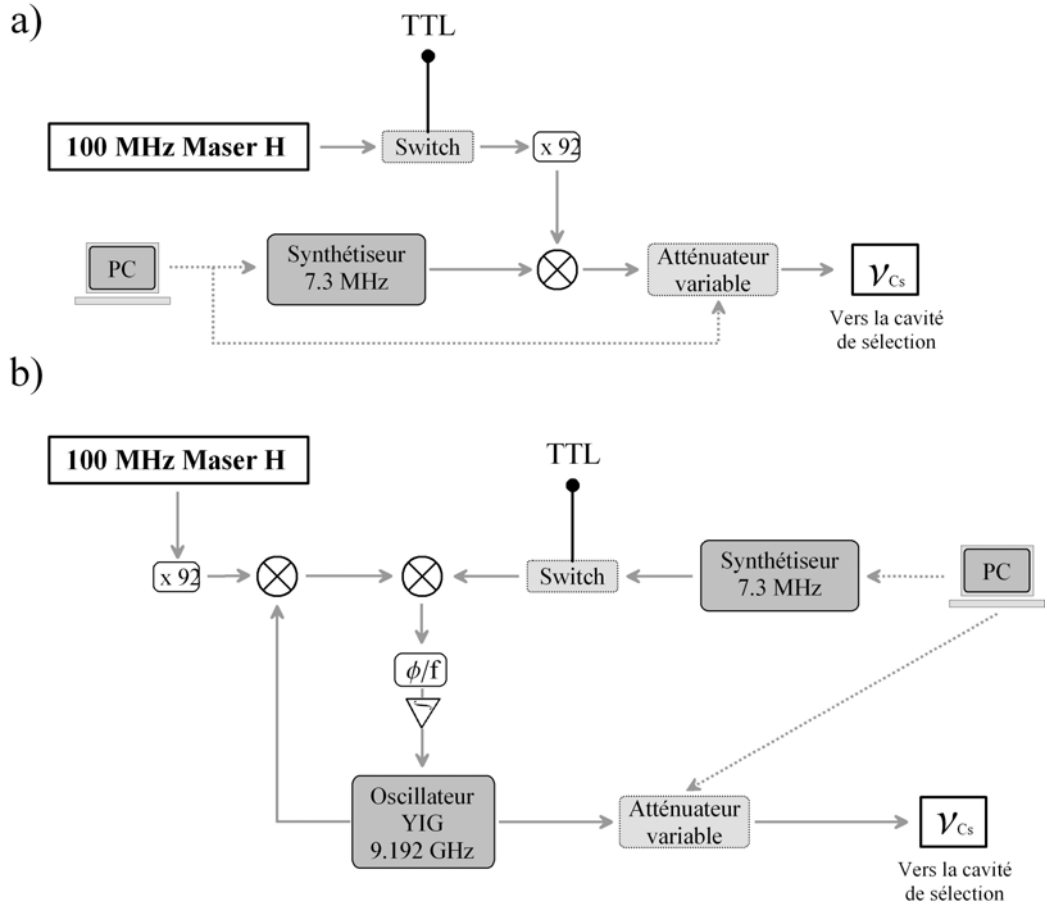


FIG. 4.8 – Schémas de principe des chaînes de synthèse pour la sélection des atomes. Le PC commande le balayage en fréquence de la micro-onde (relation 4.8) via le synthétiseur, et en amplitude (équation 4.7) au moyen d'un atténuateur pilotable en tension. Le dispositif a) représente notre chaîne de sélection habituelle alors que le b) est celle de FO1 que nous avons utilisée pour les mesures du paragraphe 4.8.

avait une incertitude de 50 Hz sur la fréquence finale, et qui était sensible aux conditions atmosphériques. D'un jour à l'autre, nous n'étions pas capable de garantir la reproductibilité de notre synthèse.

Afin de remédier à ce problème nous avons changé de technologie, en remplaçant le synthétiseur classique (\pm un oscillateur) par un synthétiseur numérique (DDS). Ce dernier nous assure le contrôle de la fréquence finale du demi-Blackman à ~ 10 mHz près.

Comme le met en évidence la figure 4.7, pour assurer le passage adiabatique au pour mille il faut s'assurer que la fréquence finale pour le demi-Blackman soit contrôlée à ~ 10 Hz près (dans le cas où l'on utilise un synthétiseur RF pour balayer la micro-onde). Il est, expérimentalement, très difficile de vérifier l'accord du balayage avec la fonction 4.8, à ce niveau de précision, nous n'avons pu le faire.

Les excitations parasites.

La fréquence de Rabi est de 7.5 kHz, ce qui est élevé. La probabilité d'exciter les transitions entre mêmes sous niveaux Zeeman, est de 15 %, dans le cas où seul est présent le champ statique de la zone de sélection (quelques mG). Pour s'en prémunir on applique un fort champ magnétique, durant la sélection, afin d'éloigner par effet Zeeman les transitions indésirables avec les sous niveaux voisins. En pratique, nous avons disposé deux bobines autour de la cavité de sélection, ce qui permet de créer un champ de 180 mG pendant l'impulsion de passage adiabatique. Un tel champ provoque un déplacement Zeeman quadratique de la fréquence horloge d'environ 14 Hz dont on tient compte pour effectuer correctement le balayage en fréquence.

4.5.2 Validation expérimentale du transfert de population par passage adiabatique.

La figure 4.5 donne le comportement de la probabilité de transition en fonction de la pulsation de Rabi pour différentes simulations. La vérification expérimentale est donnée par les symboles pleins et est en bon accord avec les calculs numériques.

Protocole de validation quotidien.

Une vérification de notre capacité à varier le nombre d'atomes de 1 à $1/2$ se fait en enregistrant le nombre d'atomes détectés par la méthode des temps de vol de manière systématique et routinière (lorsque la fontaine fonctionne comme horloge), en utilisant la méthode différentielle. On alterne tous les

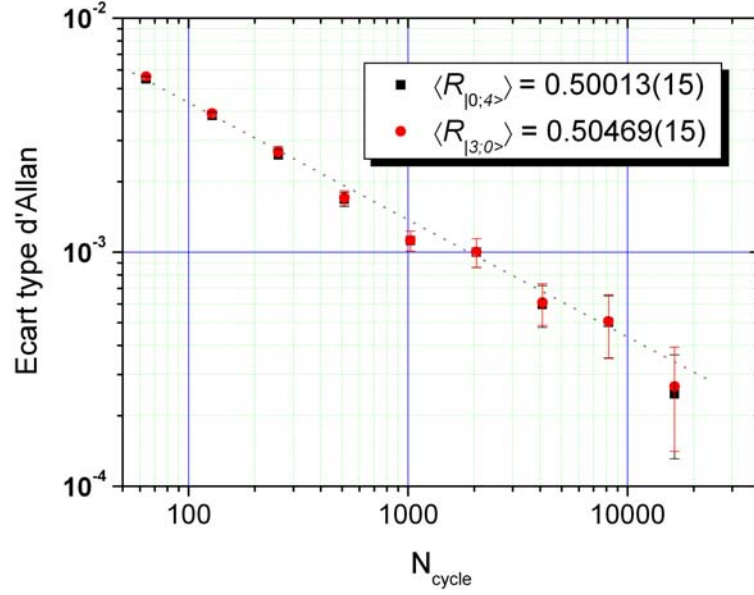


FIG. 4.9 – Écart type d'Allan des rapports $R_{|4;0\rangle}$ et $R_{|3;0\rangle}$ qui se moyennent comme du bruit blanc et donne leurs valeurs moyennes après 80 000 cycles de fontaine pour chacune des deux densités. Une résolution statistique inférieure à 10^{-3} est atteinte en une heure de mesures.

50 cycles de fontaine (cf. note de pied de page, p. 60) une sélection haute densité par passage adiabatique complet (Blackman, *i.e.* densité 1, $N^{(100)}$) et une sélection basse densité par passage adiabatique interrompu à résonance (demi-Blackman, *i.e.* densité 1/2, $N^{(50)}$), ce qui permet de déterminer le rapport des densités. Expérimentalement, on trouve que ce rapport sur $F = 4$ vaut :

$$R_{|4;0\rangle} = \frac{N_{|4;0\rangle}^{(50)}}{N_{|4;0\rangle}^{(100)}} = \frac{\tilde{n}_{|4;0\rangle}^{(50)}}{\tilde{n}_{|4;0\rangle}^{(100)}}$$

où $\tilde{n}_{|4;0\rangle}^{(50)}$ ($\tilde{n}_{|4;0\rangle}^{(100)}$) est la densité de l'état $|4;0\rangle$ pour la configuration de densité 1/2 (de densité 1). La figure 4.9 montre l'écart type d'Allan des rapports $R_{|4;0\rangle}$ et $R_{|3;0\rangle}$ qui se moyennent comme du bruit blanc et donne leurs valeurs moyennes après 80 000 cycles de fontaine pour chacune des deux densités. Une résolution statistique inférieure à 10^{-3} est atteinte en une heure de mesures.

Cela nous permet d'évaluer le rapport des densités pour $F = 4$ au niveau de 10^{-3} , et de l'exprimer en moyenne comme :

$$R_{|4;0\rangle} = \frac{1}{2} (1 \pm 1 \cdot 10^{-3})$$

La différence de l'ordre du pour mille avec $1/2$ est en accord avec les simulations numériques. Le désaccord avec le petit mieux que l'on pouvait espéré peut s'expliquer par la non linéarité de la détection. C'est à dire que pour la haute et la basse densité l'épaisseur optique du nuage n'est pas la même. Les mesures nécessaires pour le confirmer n'ont pas encore été menées.

Limitations de la méthode.

De même, nous regardons quotidiennement le rapport $R_{|3;0\rangle}$ qui montre une différence plus importante par rapport à $1/2$. En moyenne on peut l'exprimer comme :

$$\begin{aligned} R_{|3;0\rangle} &= \frac{N_{|3;0\rangle}^{(50)}}{N_{|3;0\rangle}^{(100)}} = \frac{\tilde{n}_{|3;0\rangle}^{(50)}}{\tilde{n}_{|3;0\rangle}^{(100)}} \\ &= \frac{1}{2} (1 \pm 8 \cdot 10^{-3}) \end{aligned} \quad (4.9)$$

La différence de $8 \cdot 10^{-3}$ (borne supérieure) par rapport à $1/2$ est due à la présence résiduelle d'atomes dans $|F = 3; m_F \neq 0\rangle$. Ces atomes proviennent du faisceau pousseur, qui peut dépomper des atomes de $|F = 4; m_F\rangle$ vers $|F = 3; m_F\rangle$. Bien qu'ayant installé un faisceau repompeur supplémentaire selon la verticale, nous ne sommes parvenus à éliminer que partiellement ces atomes.

Faute de pouvoir faire grand chose d'autre pour remédier à ce problème, nous avons calibré la contribution de ces atomes au déplacement collisionnel de l'horloge au paragraphe 4.8 en étudiant leurs propriétés collisionnelles.

4.6 Mesure du déplacement collisionnel du ^{133}Cs .

Nous avons démontré que la méthode fonctionne au niveau de 0.8 % (nous verrons plus loin que l'on peut atteindre 0.3 %), ce qui nous a permis d'entreprendre une campagne de mesure du déplacement collisionnel du ^{133}Cs courant 2002 que nous avons déterminé au niveau du %.

Afin de mesurer le déplacement collisionnel du césium, nous faisons fonctionner la fontaine en chargeant le maximum d'atomes possible. Pour cela, nous avons augmenté la température du four, dans le but d'accroître le flux d'atomes et nous avons accru le temps de chargement jusqu'à 800 ms. En

fonctionnement standard, on cherche plutôt le bon compromis entre le rapport signal à bruit et le rapport cyclique de l'horloge. Pour cette mesure l'oscillateur d'interrogation est un maser-H filtré par un quartz BVA. La stabilité de la fontaine sera de toute façon limitée par ce dispositif à $\sim 1.4 \cdot 10^{-13}$ à 1 s. Dans ces conditions le nombre d'atomes détectés est $\sim 10^7$ ce qui est environ cinquante fois ce qui est nécessaire pour obtenir cette stabilité. Nous sommes en mesure de trouver ν_0 grâce à la relation 4.3 et de déterminer le coefficient \mathcal{K}_{coll} .

4.6.1 Validation de la méthode : effet de la température.

La première mesure consiste à vérifier si la méthode d'extrapolation à densité nulle fonctionne. Pour cela nous allons mesurer la fréquence corrigée ν_0 pour deux températures de nuage différentes. En préparant les atomes à $T_1 = 1.1$ et $T_2 = 2.3 \mu\text{K}$, on s'attend à ce que dans les deux cas, la densité effective, le nombre d'atomes détectés et le coefficient \mathcal{K}_{coll} soient différents. Autrement dit, nous sommes forcés d'évaluer les déplacements collisionnels pour les deux températures. Afin de rejeter convenablement les fluctuations de l'oscillateur local et certaines fluctuations des conditions expérimentales de la fontaine, nous allons alterner tous les 50 cycles de fontaine quatre configurations :

- configuration 1 : température T_1 , densité 1, coefficient $\mathcal{K}_{coll}^{(1)}$.
- configuration 2 : température T_1 , densité 1/2, coefficient $\mathcal{K}_{coll}^{(1)}$.
- configuration 3 : température T_2 , densité 1, coefficient $\mathcal{K}_{coll}^{(2)}$.
- configuration 4 : température T_2 , densité 1/2, coefficient $\mathcal{K}_{coll}^{(2)}$.

La figure 4.10 donne les écarts type d'Allan des corrections de fréquence des configurations 1 (■) et 2 (●). Notons que les deux courbes sont quasiment confondues, ce qui confirme que la stabilité n'est pas limitée par le nombre d'atomes (*i.e.* le rapport signal à bruit) mais bien par l'oscillateur d'interrogation. Après 1000 cycles l'écart type montre la dérive du maser-H qui était alors très perturbé. Notons aussi, la petite “bosse” sur les points à 2000 cycles et remarquons que son amplitude est plus élevée à densité 1 que 1/2, c'est une manifestation des fluctuations du déplacement collisionnel (cf. aussi le commentaire de la figure 4.11). La courbe (Δ) représente l'écart type de la différence de la configuration 1 corrigée du déplacement collisionnel ($\mathcal{K}_{coll}^{(1)} \times N^{(100)}$) et de la configuration 2 corrigée du déplacement collisionnel ($\mathcal{K}_{coll}^{(1)} \times N^{(50)}$) en fixant $N^{(100)} = 2 \times N^{(50)}$. Elle suit bien la pente en $N_{cycle}^{-1/2}$, ce qui démontre que la correction de déplacement collisionnel est efficace puisque les résidus se moyennent. Des analyses identiques ont été menées pour les configurations 3 et 4 (T_2) qui conduisent aux mêmes conclusions.

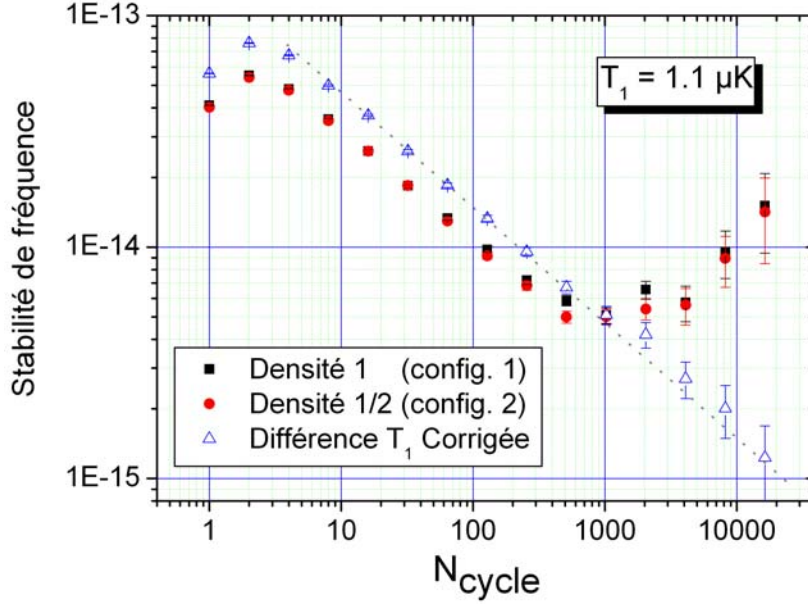


FIG. 4.10 – Écarts type d’Allan des configurations 1 (■) et 2 (●). Après 1 000 cycles la variance montre la dérive du maser-H. La courbe (Δ) représente l’écart type de la différence de la configuration 1 corrigée du déplacement collisionnel et de la configuration 2 corrigée du déplacement collisionnel, en fixant le rapport des densités à 0.5 exactement.

Le tableau 4.1 résume les résultats déduits de ces mesures. On trouve les différences de fréquences $\delta\nu_{\text{diff}}$ déduites de la comparaison des mesures à haute et basse densité. La résolution est ici de $5 \cdot 10^{-16}$ en valeur relative. La fréquence corrigée s’obtient simplement par :

$$\nu_0 = \langle \nu_{\text{config. 1}} \rangle - 2 \delta\nu_{\text{diff}} = \langle \nu_{\text{config. 2}} \rangle - \delta\nu_{\text{diff}}$$

En utilisant les relations du paragraphe 4.2.2 on peut trouver $\mathcal{K}_{\text{coll}}^{(1)}$ et $\mathcal{K}_{\text{coll}}^{(2)}$, qui diffèrent de 20% (avec une résolution de l’ordre du % pour chaque coefficients). La figure 4.11 représente les écarts type d’Allan de la configuration 1 corrigée du déplacement collisionnel (□) et de la configuration 3 corrigée du déplacement collisionnel (○). On note toujours la dérive due au maser-H au delà de 1 000 cycles. Cependant la “bosse” à 2 000 cycles n’est plus présente, ce qui confirme que le déplacement collisionnel a été correctement corrigé. La courbe (▲) donne la variance de la différence des deux premières courbes. Elle se moyenne bien, ce qui nous permet de trouver la résolution associée à la différence moyenne des fréquences corrigées $\langle \delta\nu_0 \rangle = -0.012(7)(5)$ mHz (respectivement les incertitudes de type A et de type B).

T	$\delta\nu_{\text{diff}}$ (mHz)	$R_{ 4;0\rangle}$	$\mathcal{K}_{\text{coll}}$ ($\times 10^{-11}$ Hz/at)
1.1 μK	-0.323(5)	0.506 3(3)	-8.62(13)
2.3 μK	-0.260(5)	0.505 6(3)	-10.04(20)

TAB. 4.1 – Mesures du déplacement collisionnel par la méthode du passage adiabatique pour deux températures atomiques T . La différence des fréquences corrigées vaut $\langle\delta\nu_0\rangle = -0.012(7)(5)$ mHz. La première parenthèse représente l’incertitude statistique et la seconde l’incertitude systématique. Les deux températures des nuages expliquent la différence des coefficients collisionnels.

▷ Cette différence représente moins de 2% du déplacement collisionnel à haute densité. Elle est compatible avec zéro (à 2σ) ce qui atteste que l’extrapolation linéaire à nombre d’atomes détectés nul est justifiée au niveau de 2 % dans cet exemple.

▷ Cette méthode mesure les effets dépendants du nombre d’atomes, de ce fait, on mesure simultanément le déplacement collisionnel et le “cavity pulling”. Le deux effets sont mesurés et corrigés par notre technique.

▷ Cette technique permet d’évaluer et de corriger le déplacement collisionnel dans la gamme de température (énergie de collision) de 1 μK à 2.3 μK .

La figure 4.12 représente l’écart type d’Allan du coefficient $\mathcal{K}_{\text{coll}}^{(1)}$ en fonction du temps. Il se moyenne bien ce qui justifie que l’on puisse corriger le déplacement collisionnel en utilisant un unique coefficient $\mathcal{K}_{\text{coll}}$ sur une durée équivalente à $\sim 100\,000$ cycles. Nous verrons au paragraphe suivant que ce n’est pas toujours le cas et qu’il faut alors évaluer plusieurs coefficients collisionnels pour une même mesure.

4.6.2 Comparaison sélection adiabatique – sélections classiques.

On peut faire varier le nombre d’atomes détectés en faisant varier la puissance micro-onde au cours d’une sélection standard (impulsion crête) ou bien en faisant varier la durée de chargement de la mélasse. Nous nous sommes intéressés à comparer la méthode de transfert de population adiabatique aux deux autres solutions.

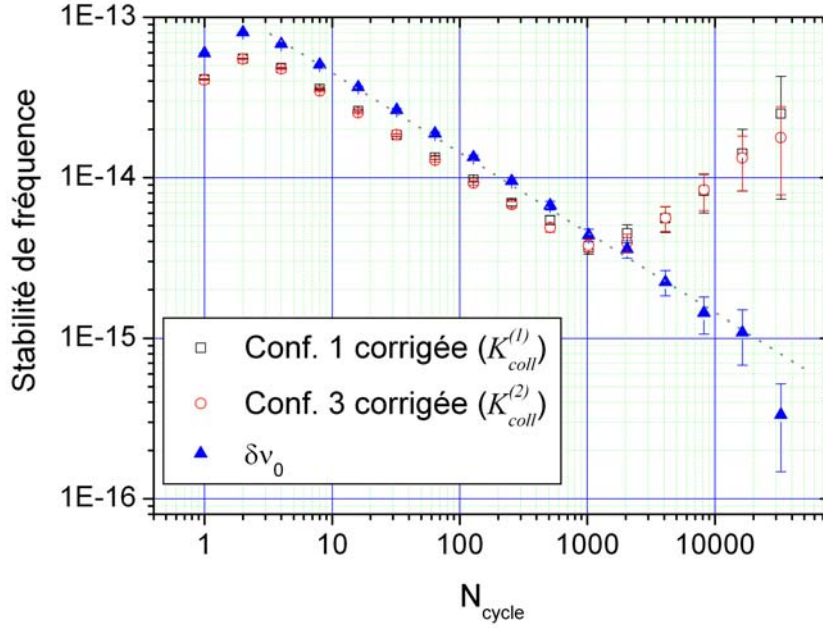


FIG. 4.11 – Écarts type d'Allan de la configuration 1 ($T_1 = 1.1\mu\text{K}$) corrigée du déplacement collisionnel (\square), et de la configuration 3 ($T_1 = 2.3\mu\text{K}$) corrigée du déplacement collisionnel (\circ). La courbe (\blacktriangle) donne la variance de la différence des deux premières courbes. Cette technique permet d'évaluer et de corriger le déplacement collisionnel dans la gamme de température de $1\mu\text{K}$ à $2.3\mu\text{K}$.

Comparaison adiabatique – standard.

Nous avons suivi le même *modus operandi* que pour l'évaluation faite au paragraphe 4.6.1 en effectuant une mesure différentielle quadruple (ici on ne fait plus varier la température du nuage, $T \simeq 1.1\mu\text{K}$) :

- configuration *a* : densité 1 par passage adiabatique, coefficient $\mathcal{K}_{coll}^{(adiab)}$.
- configuration *b* : densité $1/2$ par passage adiabatique, coefficient $\mathcal{K}_{coll}^{(adiab)}$.
- configuration *c* : nombre d'atomes détectés 1 par sélection standard (impulsion π), coefficient $\mathcal{K}_{coll}^{(stand)}$.
- configuration *d* : nombre d'atomes détectés $\sim 1/2$ par sélection standard (impulsion $\pi/2$), coefficient $\mathcal{K}_{coll}^{(stand)}$.

Le tableau 4.2 regroupe les résultats obtenus. Les coefficients $\mathcal{K}_{coll}^{(adiab)}$ et $\mathcal{K}_{coll}^{(stand)}$ sont différents à 10 %. Lorsque dans la configuration *d* on applique une impulsion $\pi/2$, l'efficacité de transfert est une fonction de la distance à l'axe de symétrie vertical de la cavité. La densité des populations est inhomogène par rapport au centre de la cavité. Les atomes traversant la cavité

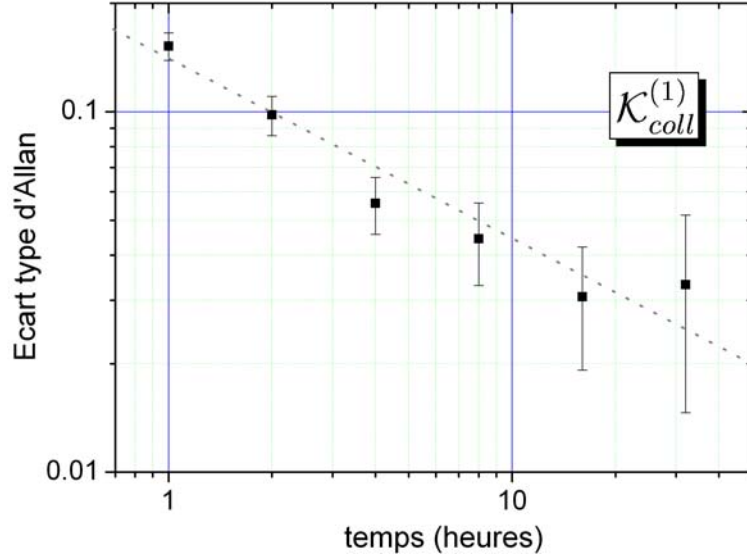


FIG. 4.12 – Écart type d'Allan du coefficient $\mathcal{K}_{coll}^{(1)}$ en fonction du temps.

en son centre sont plus efficacement transférés que ceux traversant sur les bords. La conséquence est que la densité effective est accrue pour un même nombre d'atomes détectés par rapport à un passage adiabatique, ceci accroît le déplacement collisionnel à basse densité. En conséquence on s'attend à ce que $\mathcal{K}_{coll}^{(adiab)} \lesssim \mathcal{K}_{coll}^{(stand)}$, ce qui est en accord avec ce que l'on observe. L'extrapolation de la fréquence corrigée à densité nulle par la méthode standard conduit à une erreur de $\sim 7 \cdot 10^{-15}$ (rapportée à la densité de la configuration d), soit 14 % du déplacement collisionnel à haute densité.

	$\delta\nu_{diff}$ (mHz)	$R_{ 4;0\rangle}$	\mathcal{K}_{coll} ($\times 10^{-11}$ Hz/at)
MSS	-0.234(7)	0.540 0(30)	-8.08(24)
PA	-0.275(8)	0.505 4 (8)	-8.97(23)

TAB. 4.2 – Comparaison entre le Passage Adiabatique (PA) et la méthode de sélection standard (MSS).

Comparaison adiabatique – temps de chargement.

Pour comparer la “méthode par temps de chargement” (MTC) à la méthode adiabatique on effectue toujours une mesure différentielle quadruple :

- configuration α : densité 1 par passage adiabatique, coefficient $\mathcal{K}_{coll}^{(adiab)}$.
- configuration β : densité 1/2 par passage adiabatique, coefficient $\mathcal{K}_{coll}^{(adiab)}$.

- configuration γ : nombre d'atomes détectés 1 en chargeant la mélasse un temps t_1 , coefficient $\mathcal{K}_{coll}^{(MTC)}$.
- configuration δ : nombre d'atomes détectés $\sim 1/2$ en chargeant la mélasse un temps $t_{1/2}$, coefficient $\mathcal{K}_{coll}^{(MTC)}$.

Les coefficients $\mathcal{K}_{coll}^{(adiab)}$ ⁵ et $\mathcal{K}_{coll}^{(MTC)}$ sont différents à 15 %. L'extrapolation de la fréquence corrigée à densité nulle par la méthode MTC conduit à une erreur de $\sim 1.5 \cdot 10^{-14}$ (rapportée à la densité de la configuration δ).

	$\delta\nu_{\text{diff}}$ (mHz)	$R_{ 4;0\rangle}$	\mathcal{K}_{coll} ($\times 10^{-11}$ Hz/at)
MTC	-0.556(4)	0.507 0(30)	-22.1(2)
PA	-0.489(4)	0.500 9 (4)	-19.1(2)

TAB. 4.3 – *Comparaison entre la méthode par Passage Adiabatique (AP) et la Méthode du Temps de Chargement (MTC).*

Conclusion — On voit que les méthodes traditionnelles conduisent à des erreurs pouvant atteindre 15 à 20 % sur l'évaluation du coefficient collisionnel. On constate le gain apporté par cette méthode par transfert adiabatique de population qui amène ces erreurs au niveau du %.

4.7 Correction du déplacement collisionnel.

Nous disposons d'une méthode de sélection garantissant de produire des nuages dont le rapport des densités est bien contrôlé. Grâce à des mesures différentielles nous pouvons alors déterminer les déplacements collisionnels. Dès lors, se pose la question de savoir, comment corriger le plus efficacement du déplacement collisionnel les données acquises par la fontaine.

4.7.1 Cas pratiques.

Afin de pouvoir utiliser FO2 comme étalon primaire de fréquence, nous devons être en mesure de corriger les mesures de la fontaine du déplacement de fréquence induit par les collisions froides. Ceci aussi bien pour les mesures à haute qu'à basse densité.

Au paragraphe 4.2.2 nous avons vu comment déterminer le coefficient \mathcal{K}_{coll} . Reste à déterminer quel est le moyen le plus judicieux de s'en servir.

⁵ La valeur du coefficient $\mathcal{K}_{coll}^{(adiab)}$ est différente de celles des deux autres tableaux en raison d'un changement dans la calibration du nombre d'atomes résultant d'une modification du fonctionnement de la détection.

Nous verrons au paragraphe 6.2.1 que FO2_{Cs} se trouve le plus souvent, non loin du bruit de projection quantique. La conséquence principale est que : $\sigma_y(\nu_{BD}) \simeq \sqrt{2} \sigma_y(\nu_{HD})$.

Correction des données basse et haute densité.

Par principe la correction des données, nous conduit à écrire que : $\nu_{BD}^{Corr} = \nu_{HD}^{Corr}$.

Les corrections de fréquence basse densité, ν_{BD} , peuvent être corrigées du déplacement collisionnel comme, $\nu_{BD}^{Corr} = \nu_{BD} - \mathcal{K}_{coll} N_{BD}$. Or, $\mathcal{K}_{coll} N_{BD} = \nu_{HD} - \nu_{BD}$, ce qui conduit à :

$$\nu_{BD}^{Corr} = 2 \nu_{BD} - \nu_{HD}$$

La stabilité associée des données corrigées basse densité est donnée par : $\sigma_y^2(\nu_{BD}^{Corr}) = \sigma_y^2(\nu_{HD}) + \sigma_y^2(\nu_{BD})$. Dans le cas où nous sommes au bruit de projection quantique :

$$\sigma_y^2(\nu_{BD}^{Corr}) \simeq 3 \sigma_y^2(\nu_{HD})$$

Pour les données haute densité, ν_{HD} , on peut écrire : $\nu_{HD}^{Corr} = \nu_{HD} - \mathcal{K}_{coll} N_{HD}$ et $N_{HD} = 2N_{BD}$. La stabilité associée des données corrigées haute densité est donnée par : $\sigma_y^2(\nu_{HD}^{Corr}) = \sigma_y^2(\nu_{HD}) + 2 \sigma_y^2(\nu_{BD})$. En se plaçant au bruit de projection quantique :

$$\sigma_y^2(\nu_{HD}^{Corr}) \simeq 5 \sigma_y^2(\nu_{HD})$$

Ces deux premiers exemples ne conservent que la moitié des données, soit haute densité, soit basse densité. On perd la moitié du temps de mesure pour évaluer les collisions en ne conservant que la moitié des mesures de l'oscillateur d'interrogation. Il paraît plus rationnel d'utiliser toutes les mesures corrigées, c'est ce que nous appellerons dans la suite les mesures de FO2 corrigées.

Mesure de FO2 corrigée.

On peut rassembler des données haute et basse densité corrigées du déplacement collisionnel pour établir la mesure de fréquence, ν_{FO2}^{Corr} , de la fontaine FO2 comme : $\nu_{FO2}^{Corr} = \frac{1}{2} [\nu_{BD} + \nu_{HD} - 3 \mathcal{K}_{coll} N_{BD}] = 2\nu_{BD} - \nu_{HD}$

La stabilité associée est donnée par : $2 \sigma_y^{-2}(\nu_{FO2}^{Corr}) = \sigma_y^{-2}(\nu_{HD}^{Corr}) + \sigma_y^{-2}(\nu_{BD}^{Corr})$. En se plaçant au bruit de projection quantique :

$$\begin{aligned} \sigma_y(\nu_{FO2}^{Corr}) &\simeq \sqrt{\frac{30}{8}} \sigma_y(\nu_{HD}) \\ &\simeq 1.94 \sigma_y(\nu_{HD}) \end{aligned} \tag{4.10}$$

Comme on pouvait s'y attendre, on gagne sur la stabilité par rapport aux deux cas où l'on ne conservait que la moitié des données.

Remarquons que si tous les paramètres de fonctionnement de la fontaine restent infiniment stables (*i.e.* pas de fluctuation du déplacement collisionnel), le bruit de projection quantique limite la stabilité de FO2 (avec les données haute et basse densités) à $\sigma_y(\nu_{FO2}) \simeq \sqrt{4/3} \sigma_y(\nu_{HD})$. En comparant ce résultat à la relation 4.10, on obtient la dégradation induite par la correction du déplacement collisionnel qui est de $\sqrt{45/16} \simeq 1.7$. C'est la dégradation induite par la détermination du déplacement collisionnel et la méthode différentielle. Cela peut paraître être un prix très lourd ⁶ à payer pour pouvoir mesurer le déplacement collisionnel et corriger la fontaine quotidiennement, mais nous verrons par la suite, que cela se traduit par un bénéfice considérable sur l'exactitude de la fontaine double.

4.7.2 Discussion sur l'échantillonnage de \mathcal{K}_{coll} .

Choix de l'échelle de temps pour l'évaluation de \mathcal{K}_{coll} .

Nous avons deux possibilités pour corriger les données. La première consiste à corriger d'un " $\mathcal{K}_{coll}^{unique}$ unique" une mesure longue d'une à deux journées. Alors, on corrige du déplacement collisionnel les mesures comme suit :

$$\nu_{FO2}^{Corr}(t) = \frac{1}{2} [\nu_{BD}(t) + \nu_{HD}(t) - 3 \mathcal{K}_{coll}^{unique} N_{BD}(t)]$$

. Et l'autre consiste à calculer un coefficient $\mathcal{K}_{coll}^{i(t)}$ sur un "paquet de données" de durée p . Si la durée totale de la mesure est T , on se retrouve avec $i(t) = T/p + \epsilon$ coefficient (en ajustant p pour que $\epsilon \rightarrow 0$). On corrige chaque paquet à l'aide de son coefficient respectif en faisant :

$$\nu_{FO2}^{Corr}(t) = \frac{1}{2} [\nu_{BD}(t) + \nu_{HD}(t) - 3 \mathcal{K}_{coll}^{i(t)} N_{BD}(t)]$$

Pour illustrer le propos, étudions un cas concret. Il s'agit d'une campagne de mesure ayant duré presque 25 jours.

La figure 4.13 montre les fluctuations des populations à haute densité (Δ) et à basse densité (∇). Le nombre d'atomes ne se moyenne que sur des

⁶ On pourrait envisager de gagner un peu sur la stabilité en ajustant la proportion de temps que la fontaine passe à basse densité par rapport au temps passé à haute densité. Le but étant ainsi de compenser la moins bonne stabilité de la basse densité par rapport à la haute densité.

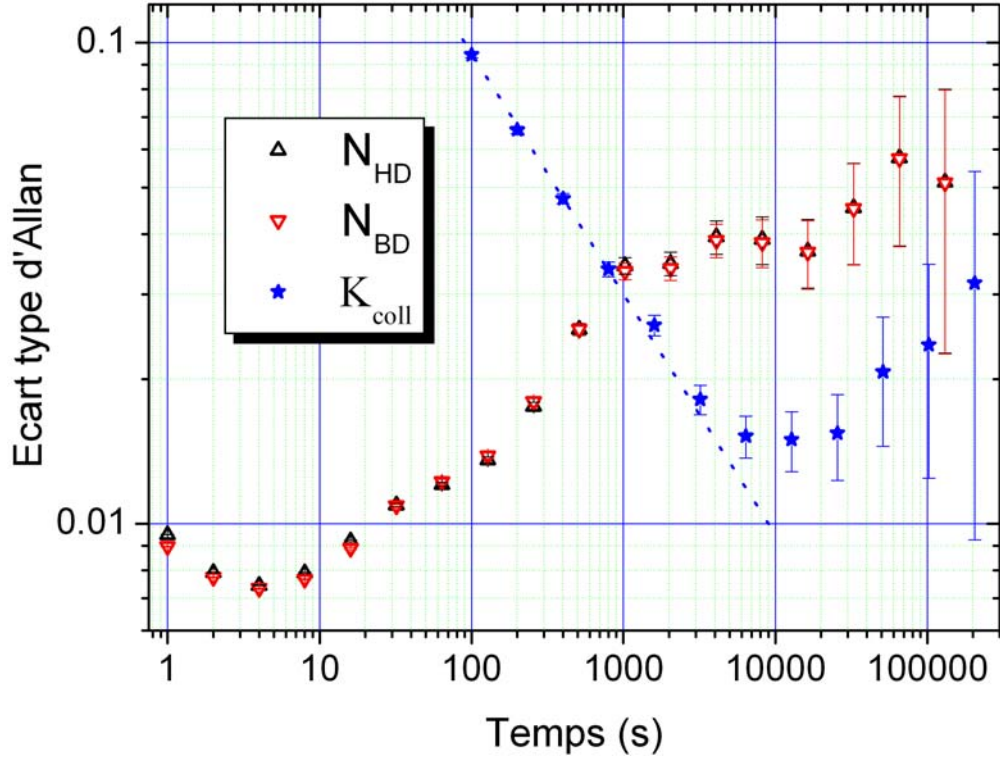


FIG. 4.13 – *Fluctuations relatives des populations à haute densité (Δ) et à basse densité (∇). Alors que (\star) représente l'écart type d'Allan du coefficient collisionnel K_{coll} calculé à partir de paquets d'une durée de $p = 100$ s.*

temps très courts. Après 5 s, il présente une dérive avant de se stabiliser sur les temps longs autour de $\sim 5 \cdot 10^{-2}$ (~ 2 fois plus élevée qu'à l'habitude). Le déplacement collisionnel à haute densité moyen, est de $\sim 6.8 \cdot 10^{-14}$ (~ 5 fois plus élevé que celui que nous avons en conditions de fonctionnement normales). Compte tenu du niveau de fluctuation du nombre d'atomes au delà de 1 000 s, on s'attend à ce que le déplacement collisionnel fluctue de $2.7 \cdot 10^{-15}$ à haute densité sur cette échelle de temps. On a aussi l'écart type d'Allan du coefficient collisionnel K_{coll} , (\star), calculé à partir de paquets de durée $p = 100$ s. On constate qu'il se moyenne comme du bruit blanc jusqu'à $\sim 3\,000$ s.

La figure 4.14 représente l'écart type d'Allan de la mesure à haute densité (\blacktriangle) non corrigée. La courbe (\circ) donne les fluctuations de la mesure du déplacement collisionnel à haute densité (*i.e.* $2 \times (\nu_{HD} - \nu_{BD})$) pour chaque cycle. Elle est en bon accord avec (\blacksquare) qui représente le déplacement collisionnel calculé par paquets d'une durée $p = 100$ s. La courbe (\blacktriangle) rejoint les deux autres pour les temps longs, ce qui traduit le fait que ce sont bien les

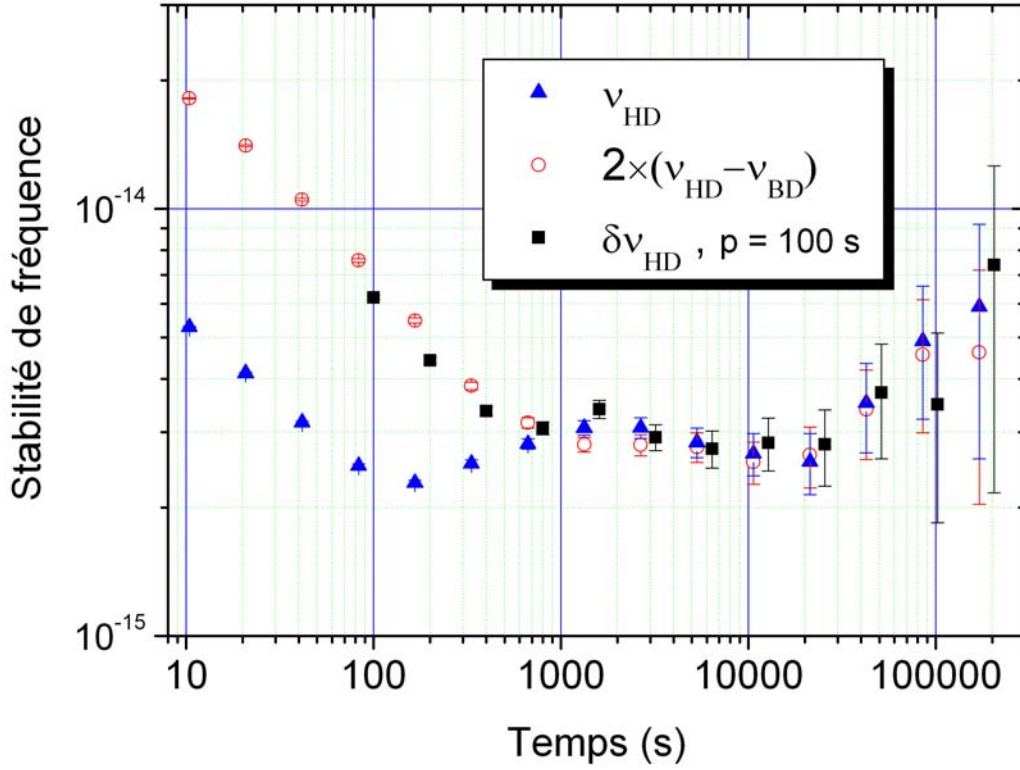


FIG. 4.14 – Écart type d'Allan de la mesure à haute densité (▲). La courbe (○) est celle des fluctuations du déplacement collisionnel calculé cycle à cycle et est en bon accord avec (■) qui représente le déplacement collisionnel calculé par paquets d'une durée $p = 100$ s

fluctuations du déplacement collisionnel qui dominant à cette échelle. Alors qu'à court terme ($\lesssim 1000$ s), le bruit de la fontaine est en dessous de celui de la détermination du déplacement collisionnel. Si l'on corrige à l'aide de paquet de durée inférieure, on dégradera la stabilité de la fontaine en pour le bruit de la détermination du déplacement collisionnel.

Contribution du déplacement collisionnel au bruit de la fontaine.

Pour corriger le déplacement collisionnel on doit soustraire un multiple du produit $\mathcal{K}_{coll}N_{BD}$ aux fréquences mesurées. Si $\sigma_{N_{BD}}(\tau)$ (resp. $\sigma_{\mathcal{K}_{coll}}(\tau)$) est la stabilité de N_{BD} (resp. de \mathcal{K}_{coll}) au bout de la durée τ , alors la stabilité, $\sigma_{\mathcal{K}_N}(\tau)$, du produit $\mathcal{K}_{coll}N_{BD}$ vaut ⁷ : $\sigma_{\mathcal{K}_N}^2(\tau) = \langle N_{BD} \rangle^2 \sigma_{\mathcal{K}_{coll}}^2(\tau) +$

⁷ Dans le cas où l'on considère que les fluctuations de \mathcal{K}_{coll} et N_{BD} sont décorélées, nous verrons plus loin que ce n'est pas tout à fait le cas.

$\langle \mathcal{K}_{coll} \rangle^2 \sigma_{N_{BD}}^2(\tau)$, où $\langle N_{BD} \rangle$ est la valeur moyenne de N_{BD} et $\langle \mathcal{K}_{coll} \rangle$ celle de \mathcal{K}_{coll} . L'instabilité de la fontaine due au déplacement collisionnel peut s'écrire comme :

$$\sigma_{FO2}^{coll}(\tau) = \sqrt{\frac{5}{4}} \left[\langle \mathcal{K}_{coll} \rangle^2 \sigma_{N_{BD}}^2(\tau) + \langle N_{BD} \rangle^2 \sigma_{\mathcal{K}_{coll}}^2(\tau) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (4.11)$$

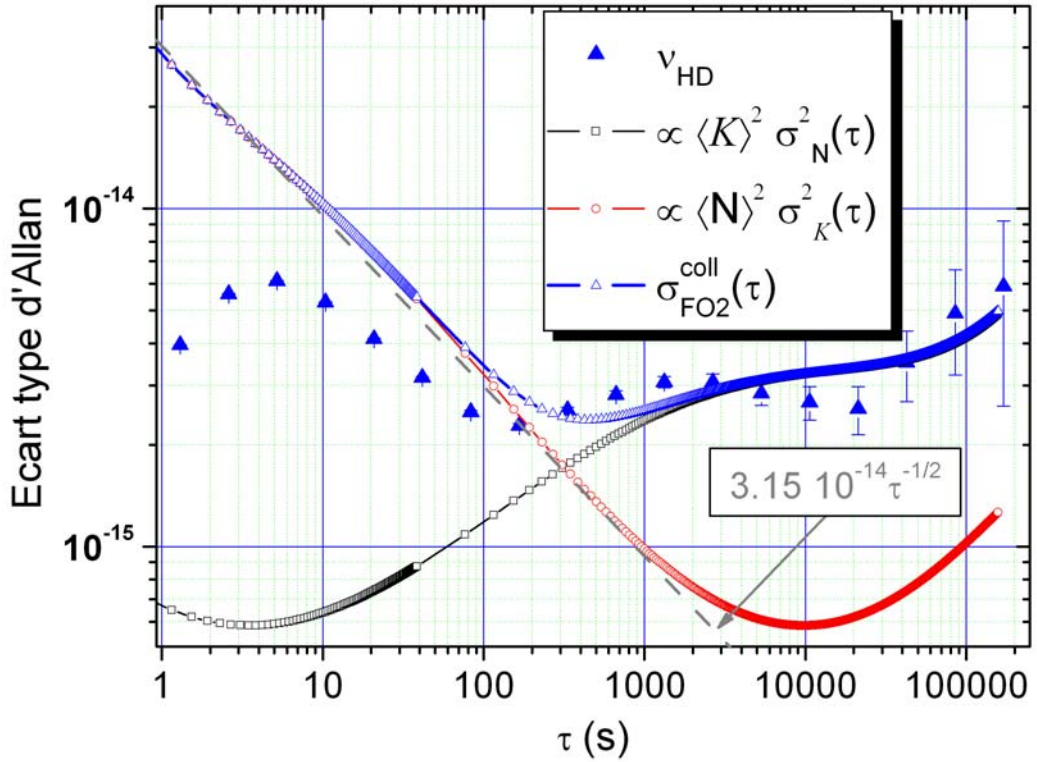


FIG. 4.15 – La courbe (\blacktriangle) est l'écart type d'Allan de la fontaine non corrigée à haute densité de FO2 contre l'OCRS. La première partie de l'équation 4.11 est donnée par (\square) et traduit la dépendance de $\sigma_{FO2}^{coll}(\tau)$ à la stabilité du nombre d'atomes, alors que (\circ) représente la deuxième partie et manifeste la sensibilité à la stabilité du coefficient collisionnel. La stabilité de la fontaine, $\sigma_{FO2}^{coll}(\tau)$, est donné par (\triangle).

Dans le cas de la campagne de mesure qui nous intéresse, la stabilité de la fontaine corrigée du déplacement collisionnel est $\sigma_{FO2}^{Corr} = 3.2 \cdot 10^{-14}$ à 1 s. La figure 4.15 représente cette pente par une droite tiretée. La courbe (\blacktriangle) est celle de la fontaine non corrigée à haute densité. La première partie de l'équation 4.11 est donnée par (\square) et traduit la dépendance de $\sigma_{FO2}^{coll}(\tau)$ à la stabilité du nombre d'atomes, alors que (\circ) représente la deuxième partie, qui

manifeste la sensibilité à la stabilité du coefficient collisionnel (à mettre en relation avec la figure 4.13). La stabilité de la fontaine $\sigma_{FO2}^{coll}(\tau)$ est donnée par (Δ) . Aux temps courts (Δ) se comporte comme (\circ) , se sont les fluctuations du coefficient collisionnel qui dominent la stabilité de FO2 corrigée, qui se trouve bien au dessus de (\blacktriangle) . Vers 400 s, la contribution de (\square) est équivalente à celle de (\circ) , les fluctuations du nombre d'atomes deviennent significatives et (Δ) rejoint (\blacktriangle) . Sur les temps longs, la contribution de la stabilité du coefficient collisionnel est négligeable devant celle du nombre d'atomes. Cet exemple permet de déterminer la durée p , sur laquelle il est judicieux de calculer le coefficient collisionnel. Au delà de 1 000 s les fluctuations de (\circ) ne se comportent plus comme du bruit blanc de fréquence. Cela nous indique, qu'avec ces conditions de fonctionnement il faut choisir $p < 1\,000$ s. L'examen des ratios $R_{|4;0\rangle}$ et $R_{|3;0\rangle}$ (par exemple sur la figure 4.9) permet de s'assurer que la méthode fonctionne même sur cette échelle de temps. La détermination des collisions est de toutes manières limitée à 0.3 % de l'effet (cf. paragraphe 4.5.2), soit dans notre cas à $2 \cdot 10^{-16}$ ⁸. En revanche, prendre un $p < 1\,000$ s introduit prématurément le bruit de la détermination de \mathcal{K}_{coll} . C'est préjudiciable, si l'on cherche à regarder des effets à court terme pour lesquels il faut une bonne stabilité sur cette échelle de temps. Si ce n'est pas le but, comme par exemple lors d'une calibration du maser à hydrogène pour le TAI (cf. paragraphe 6.5), on peut choisir une valeur quelconque de p .

La figure 4.16 illustre la dégradation court terme due à un $p < 1\,000$ s. Les données haute et basse densité sont prises en compte. Dans le cas (\blacktriangleleft) , la correction du déplacement collisionnel est faite par un coefficient $\mathcal{K}_{coll}^{unique}$ calculé sur la durée de la campagne de mesure. La variance (\blacklozenge) est corrigée à l'aide de coefficients $\mathcal{K}_{coll}^{i(t)}$ déterminés sur une durée de $p = 100$ s. A long terme les deux courbes se rejoignent. La valeur moyenne de la mesure corrigée est la même à 10^{-18} près, ce qui est largement dominé par les erreurs systématiques (cf. tableau 6.1). Quelque soit la méthode utilisée, aucun biais n'est introduit.

En conclusion — La campagne de mesure qui nous sert d'exemple est un cas typique de fonctionnement inadéquat de la fontaine. Le nombre d'atomes est trop important, les fluctuations conduisent à limiter les performances de stabilité de FO2. Dans ce cas, il est préférable de corriger le déplacement collisionnel par la méthode des paquets (en l'occurrence $p < 1\,000$ s). A l'inverse, la figure 4.12 témoigne de conditions de fonctionnement suffisamment stables pour ne corriger que sur l'échelle d'une journée. Pour des mesures longues, c'est à dire de plusieurs jours à un mois, on assemble les données corrigées au fur et à mesure. Dans ce cas, ce ne sont pas les performances

⁸ On voit ici, que réduire le nombre d'atomes permet d'abaisser cette limite.

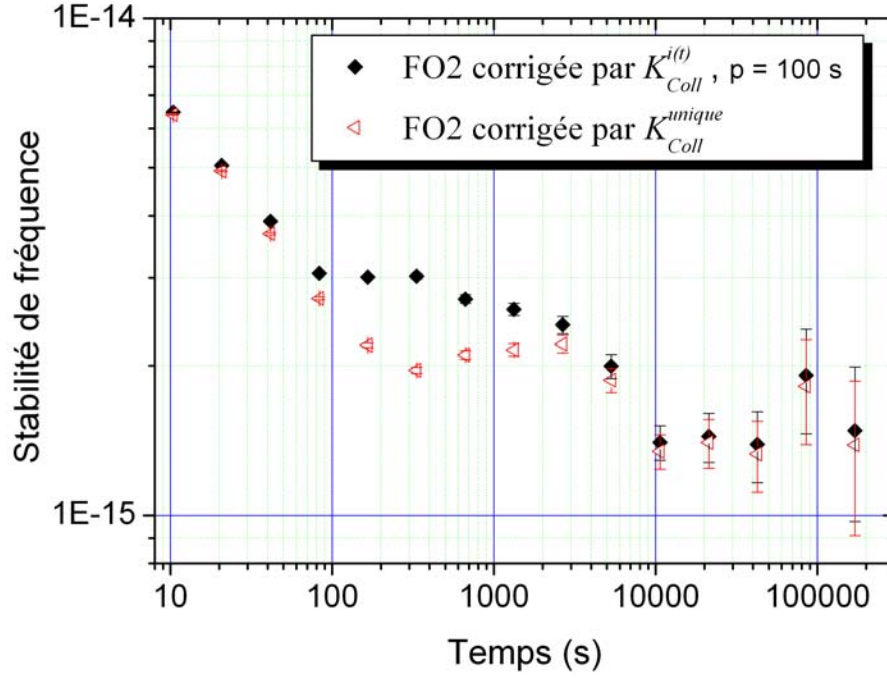


FIG. 4.16 – Écarts type d’Allan d’une même mesure. Les données haute et basse densités sont prises en compte. Dans le cas (\blacktriangle), la correction du déplacement collisionnel est faite par un coefficient K_{coll}^{unique} . La variance (\blacklozenge) est corrigée à l’aide de coefficients $K_{coll}^{i(t)}$ déterminés sur une durée de $p = 100$ s.

court terme de la fontaine qui nous intéressent, mais plutôt de déterminer une valeur moyenne corrigée de la mesure de l’oscillateur d’interrogation. Dès lors, on peut corriger indifféremment par petits paquets ou par des paquets d’une journée. Le point crucial est de bien comprendre que, quelque soit la méthode utilisée, sur le long terme, on détermine une correction moyenne qui est la même, et *on aboutit donc à une valeur corrigée de l’oscillateur d’interrogation identique*. La stabilité des mesures corrigées est donnée par les relations 4.10 et 4.11.

4.8 Évaluation de la contribution des atomes dans $|F = 3; m_F\rangle$ au déplacement collisionnel.

Dans ce but nous peuplons volontairement le nuage avec des atomes dans l’un des sous niveaux $|F = 3; m_F \neq 0\rangle$ en plus des atomes, normalement dans

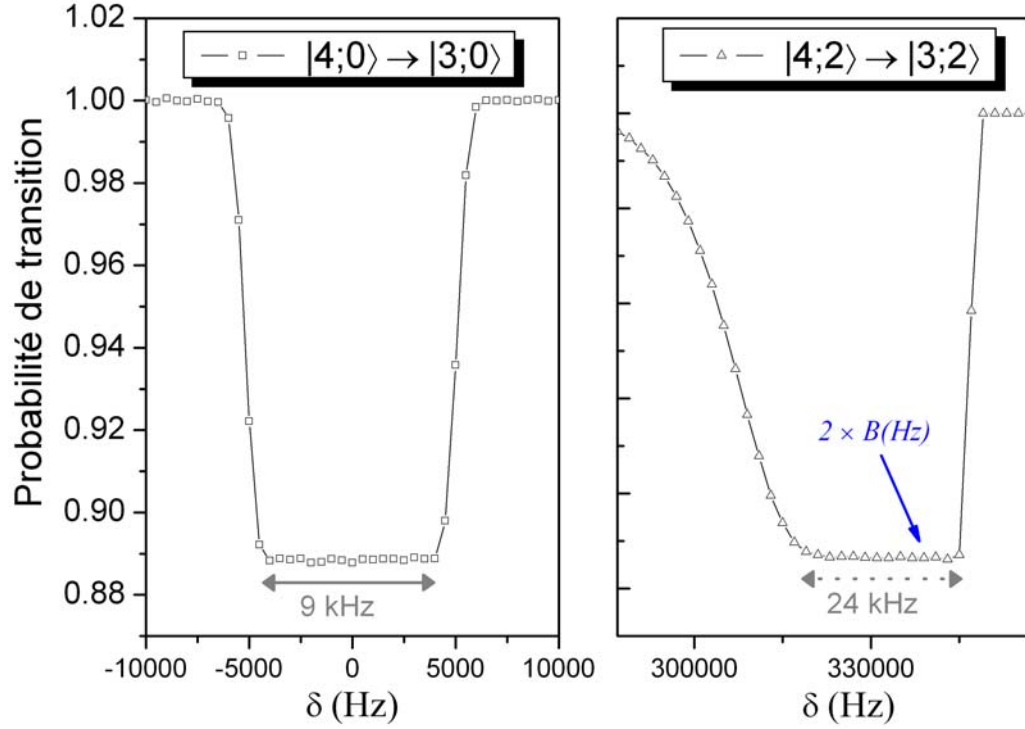


FIG. 4.17 – Mesures de la probabilité de transition en fonction du désaccord avec la résonance de la fréquence centrale du balayage, δ (cf. paragraphe 4.4), dans le cas de la sélection adiabatique sur la transition horloge (\square) et dans le cas de la sélection de l'état $m_F = +2$ (\triangle). Les “plateaux” traduisent l'insensibilité relative de la technique à un désaccord avec la résonance. Dans la cas (\triangle) la valeur de la résonance se trouve à $m_F \times B(\text{Hz})$. La forme dissymétrique s'explique par une forte inhomogénéité du champ magnétique à l'extrémité supérieure de la cavité.

l'état $|3;0\rangle$, au moment de la sélection.

4.8.1 Utilisation du passage adiabatique pour $m_F \neq 0$.

Afin de peupler les états $|F = 3; m_F \neq 0\rangle$ il faut effectuer une sélection sur la transition $|F = 4; m_F \neq 0\rangle \rightarrow |F = 3; m_F \neq 0\rangle$. Nous avons opté pour le passage adiabatique, y compris sur les transitions π telles que $\Delta m_F = 0$ et $m_F \neq 0$, afin de ne pas modifier la distribution spatiale. Dans ce cas, il faut décaler la fréquence centrale autour de laquelle on balaye, de $m_F \times B(\text{Hz})$, où $B(\text{Hz})$ est le champ magnétique appliqué autour de la cavité de sélection au moment de l'impulsion de passage adiabatique, exprimé en Hertz. Il faut

aussi adapter la puissance qui dépend de m_F comme donnée dans le tableau 4.4⁹

$ m_F $	$\Omega_{max}(m_F = 0)/\Omega_{max}(m_F)$
1	1.03
2	1.15
3	1.51

TAB. 4.4 – *Adaptations de la pulsation de Rabi nécessaire pour continuer à satisfaire les conditions d'adiabaticité pour une impulsion π .*

La figure 4.17 montre des mesures de la probabilité de transition en fonction du désaccord avec la résonance de la fréquence centrale du balayage, δ (cf. paragraphe 4.4), dans le cas de la sélection adiabatique de densité 1 sur la transition horloge (\square) et dans le cas de la sélection de l'état $m_F = +2$ (Δ). On remarque des “plateaux” caractérisant l'insensibilité de la technique à un désaccord avec la résonance. Dans le cas (Δ) la valeur de la résonance se trouve bien à $(m_F = 2) \times B(Hz)$. La forme dissymétrique s'explique par une forte inhomogénéité du champ magnétique à l'extrémité supérieure de la cavité.

Afin de sélectionner simultanément les atomes dans $|3; m_F \neq 0\rangle$ et $|3; 0\rangle$ nous avons dû utiliser une deuxième chaîne de sélection (ainsi qu'un synthétiseur balayable) et combiner le signal à celui de notre chaîne standard (cf. figure 4.8).

4.8.2 La méthode de mesure.

Là encore, nous allons utiliser la méthode différentielle, en alternant trois configurations de fonctionnement de la fontaine :

- configuration 1 : sélection de l'état $|3; 0\rangle$ par passage adiabatique 1.
- configuration 2 : sélection de l'état $|3; 0\rangle$ par passage adiabatique 1/2.
- configuration 3 : sélection de l'état $|3; 0\rangle$ par passage adiabatique 1 et sélection de l'un des états $|3; m_F \neq 0\rangle$ par passage adiabatique 1.

Les configurations 1 et 2 donnent le déplacement de fréquence dû aux états horloges. Combinées avec la configuration 3, on pourra déterminer la

⁹ Il faut tenir compte des coefficients de Clebsch-Gordan pour une transition π suivant l'expression :

$$\Omega_{max}(m_F) = \Omega_{max} \sqrt{\frac{4}{7} \left(1 - \left(\frac{m_F}{4}\right)^2\right)} = \Omega_{max}(m_F = 0) \sqrt{1 - \left(\frac{m_F}{4}\right)^2}$$

contribution de l'état supplémentaire $|3; m_F \neq 0\rangle$. Les déplacements collisionnels associés aux trois configurations sont :

$$\begin{aligned}\Delta\nu_1 &= \tilde{n}_{00}\mathcal{K}_{00} \\ \Delta\nu_2 &= \frac{1}{2}\tilde{n}_{00}\mathcal{K}_{00} \\ \Delta\nu_3 &= \tilde{n}_{00}\mathcal{K}_{00} + \tilde{n}_{m_F m_F}\mathcal{K}_{m_F m_F}\end{aligned}$$

où \tilde{n}_{00} ($\tilde{n}_{m_F m_F}$) représente la densité atomique des états $m_F = 0$ (pour l'état m_F), et \mathcal{K}_{00} ($\mathcal{K}_{m_F m_F}$) est le coefficient collisionnel pour les états $m_F = 0$ (pour l'état m_F).

Définissons $\nu_{m_F m_F}$ (en $\text{Hz} \times \text{atomes}^{-1}$), comme étant le déplacement collisionnel produit par les atomes “parasites” $|3; m_F \neq 0\rangle$, rapporté au nombre d'atomes “parasites” détectés ($N_{m_F m_F}$). De même définissons le déplacement collisionnel horloge usuel ν_{00} (en $\text{Hz} \times \text{atomes}^{-1}$), comme étant le déplacement collisionnel produit par les atomes dans les états $m_F = 0$, rapporté à ce nombre d'atomes ($N_{00} = N_{|3;0\rangle}^{det} + N_{|4;0\rangle}^{det}$). On peut alors définir le rapport sans dimension R_{0m_F} qui traduit le déplacement collisionnel élémentaire associé à un atome dans l'état m_F , en prenant comme référence le déplacement collisionnel élémentaire dû à un atome “horloge”. Si R_{0m_F} vaut 1, cela signifie que la contribution au déplacement collisionnel de l'horloge d'un atome dans le sous niveau m_F et équivalent à celui d'un atome “horloge”.

$$\begin{aligned}R_{0m_F} &= \frac{\nu_{m_F m_F}}{\nu_{00}} \\ &= \frac{\Delta\nu_3 - \Delta\nu_1}{2(\Delta\nu_1 - \Delta\nu_2)} \frac{N_{00}}{N_{m_F m_F}}\end{aligned}$$

Nous avons vérifié que ν_{00} est bien indépendant du champ magnétique (avec une déviation standard de $5 \cdot 10^{-20}$ Hz/at), afin de justifier qu'il serve de référence, quelque que soit la valeur du champ magnétique dans la zone d'interrogation.

D'autre part, nous avons vérifié que la densité reste la même quelque soit le (ou les) sous niveaux Zeeman qui peuplent le nuage. La figure 4.18.a donne le principe de la mesure. Dans un premier temps on sélectionne un nuage d'un sous niveau Zeeman donné. Puis on asservit la puissance de la micro-onde de sorte que l'on ait une impulsion $\pi/2$ après un seul passage dans la cavité (sur le sous niveau Zeeman considéré).

Puis on lance le nuage en laissant la micro-onde allumée plus ou moins longtemps. La probabilité de transition passe de zéro, lorsque le champ dans la

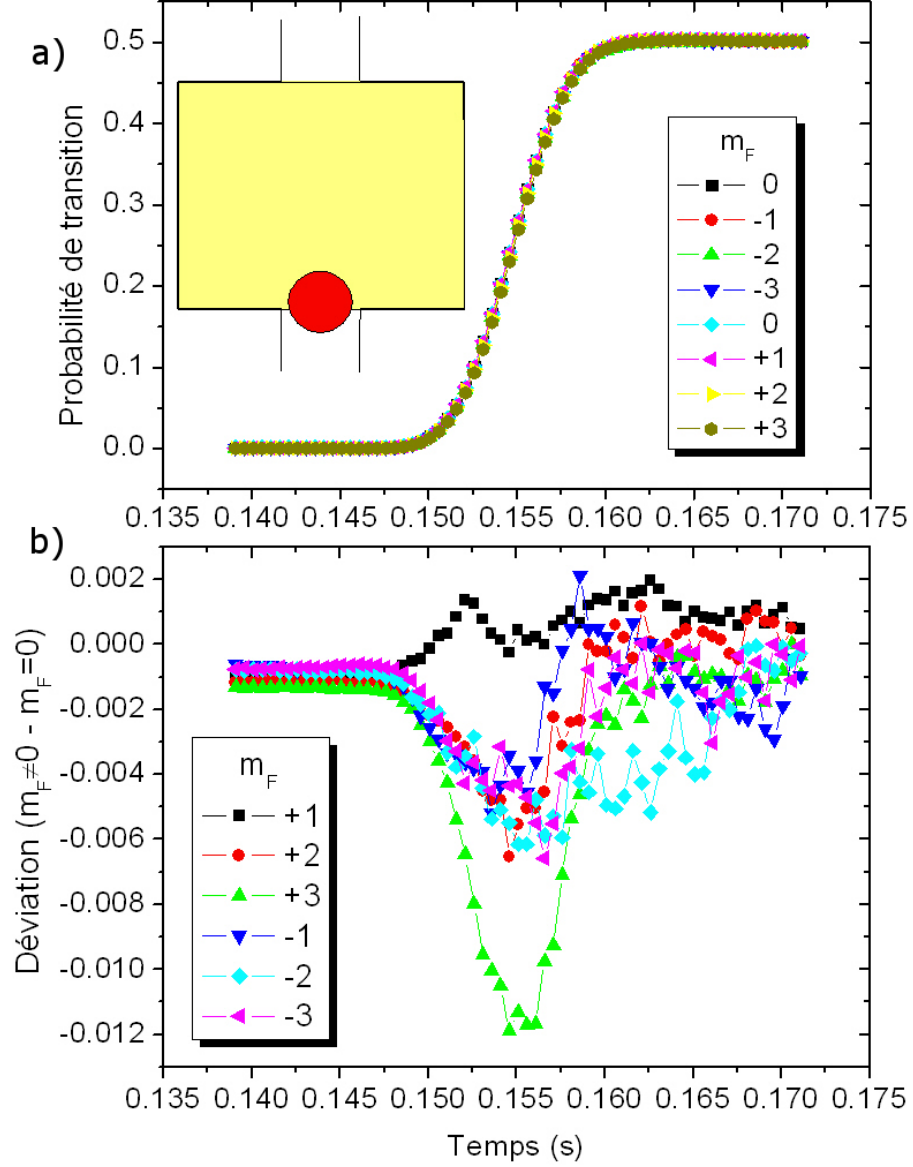


FIG. 4.18 – La figure 4.18.a donne le principe de la mesure. Dans un premier temps on sélectionne un nuage d'un sous niveau Zeeman donné. Puis on asservi la puissance de la micro-onde de sorte que l'on ait une impulsion $\pi/2$ après un seul passage dans la cavité. On lance le nuage en laissant la micro-onde allumée plus ou moins longtemps. La figure 4.18.b traduit la déviation entre la distribution spatiale des $m_F \neq 0$ par rapport aux $m_F = 0$.

cavité est tout le temps éteint, à $1/2$ lorsque l'ensemble du nuage voit le champ et transite de $\pi/2$. Ceci revient à utiliser l'amplitude du champ de la cavité, dont la distribution est bien connue, pour sonder la distribution spatiale des atomes. Comme la mesure se passe uniquement au premier passage nous négligeons l'évolution de la distribution en vitesse. Les différences de profils entre les nuages $m_F \neq 0$ et $m_F = 0$ sont dues à une différence de distribution spatiale de la densité des populations. La figure 4.18.b traduit la déviation entre la distribution spatiale des $m_F \neq 0$ par rapport aux $m_F = 0$. L'augmentation de bruit aux délais longs est probablement la somme de l'effet dû aux fluctuations du désaccord du repompeur de la détection qui induit une réponse différente suivant les sous niveaux Zeeman et de la fluctuation de la puissance de la micro-onde.

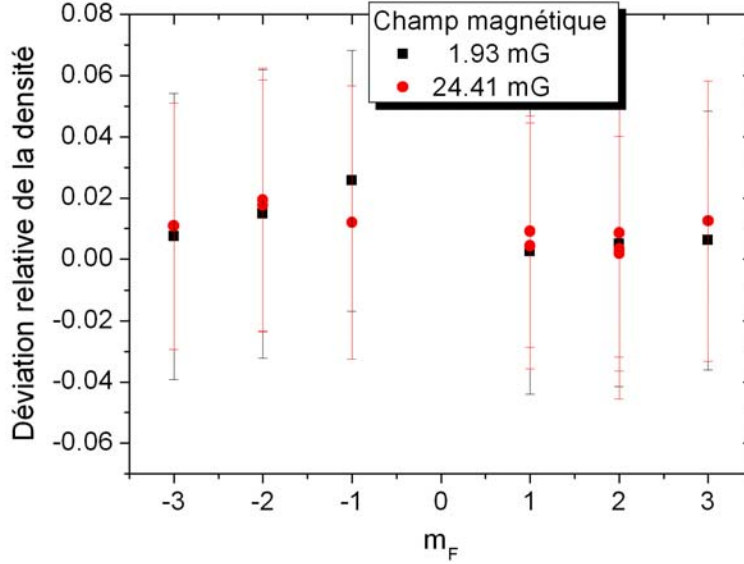


FIG. 4.19 – *Déviati n de la densité au centre du nuage pour chaque sous niveaux Zeeman et pour deux valeurs de champ très différentes. La conclusion est que la densité atomique ne diffère pas de plus de 7%, quelque soit le sous niveau Zeeman.*

Cependant, cela ne nous limite pas, nous n'avons pas investigué davantage ce point. Cette opération a été conduite pour différentes valeurs du champ magnétique dans la zone d'interrogation. A l'aide d'un modèle de nuage gaussien on en déduit la déviation de la densité au centre du nuage (figure 4.19) pour chaque sous niveaux Zeeman et pour deux valeurs de champ très différentes. La conclusion est que la densité atomique ne diffère pas de plus de 7%, quelque soit le sous niveau Zeeman.

La figure 4.20 donne R_{0m_F} en fonction de la valeur de m_F en conditions de fonctionnement normal de la fontaine ($B \simeq 2$ mG, cf. paragraphe 6.1). La contribution au déplacement collisionnel des états $|m_F| = 1$ est de signe opposée à celle des états horloges et de l'ordre de 10%. Celle des états $|m_F| = 2$ est aussi de signe opposée à celle des états horloges et de l'ordre de 30%. Les états $|m_F| = 3$ ont une contribution de même signe les états horloges, et d'amplitude inférieure à 30%.

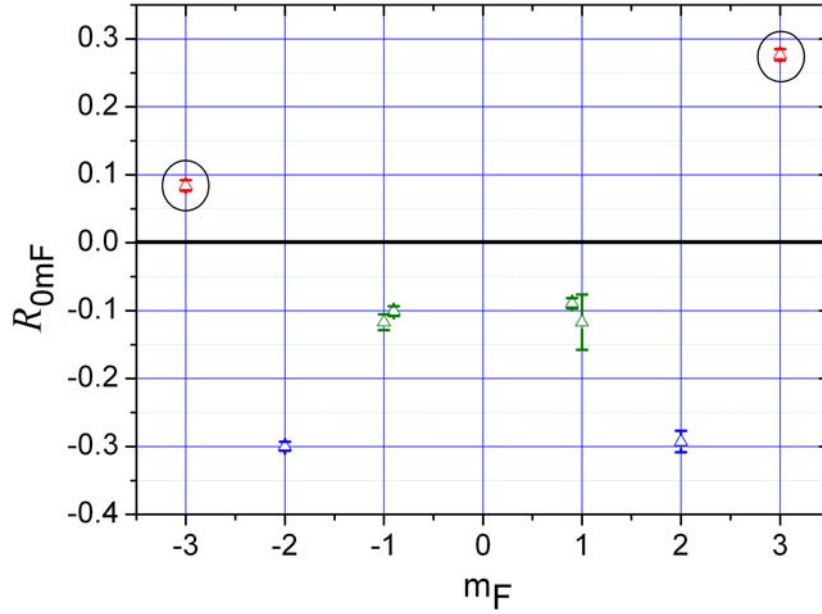


FIG. 4.20 – Rapport R_{0m_F} en fonction de la valeur de m_F en conditions de fonctionnement normal de la fontaine ($B \simeq 2$ mG). La contribution au déplacement collisionnel des états $|m_F| = 1; 2$ est négative et de même amplitude pour une même valeur absolue de m_F . Dans tous les cas, la contribution des atomes $|3; m_F \neq 0\rangle$ est inférieure à $1/3$ du déplacement collisionnel horloge. La contribution des $|m_F| = 3$ est différente.

Conclusion — Dans tous les cas, la contribution des atomes $|3; m_F \neq 0\rangle$ est inférieure à $1/3$ du déplacement collisionnel dû aux seuls atomes dans les états $m_F = 0$. En utilisant l'équation 4.9, on peut conclure que le déplacement collisionnel est contrôlé au niveau de $3 \cdot 10^{-3}$. Notons que c'est une borne supérieure, puisque les signes opposés traduisent une compensation partielle de cet effet entre les différents $m_F \neq 0$. Par mesure de sécurité nous avons porté cette incertitude sur la valeur de l'effet à $5 \cdot 10^{-3}$. Ce qui nous permet dans des conditions de fonctionnement standard d'arriver à une incertitude

de l'ordre de $\sim 10^{-16}$ (cf. tableau 6.1).

Remarque — Les contributions des $m_F = 3$ et des $m_F = -3$ sont différentes, ce qui est inattendu. Cet effet dépend manifestement du signe du sous niveau Zeemann, donc de l'orientation du champ magnétique. Nous allons tracer ce rapport R_{0m_F} pour différentes valeurs du champ magnétique à hauteur de lancement normal.

4.9 Observation de résonances de Feshbach.

Une des explications de la sensibilité en fonction du champ magnétique, c'est la proximité de résonances de Feshbach. En effet, une signature de ces résonance de Feshbach est la dépendance des niveaux d'énergies avec le champ magnétique (cf. paragraphe 3.3).

4.9.1 Résultats expérimentaux.

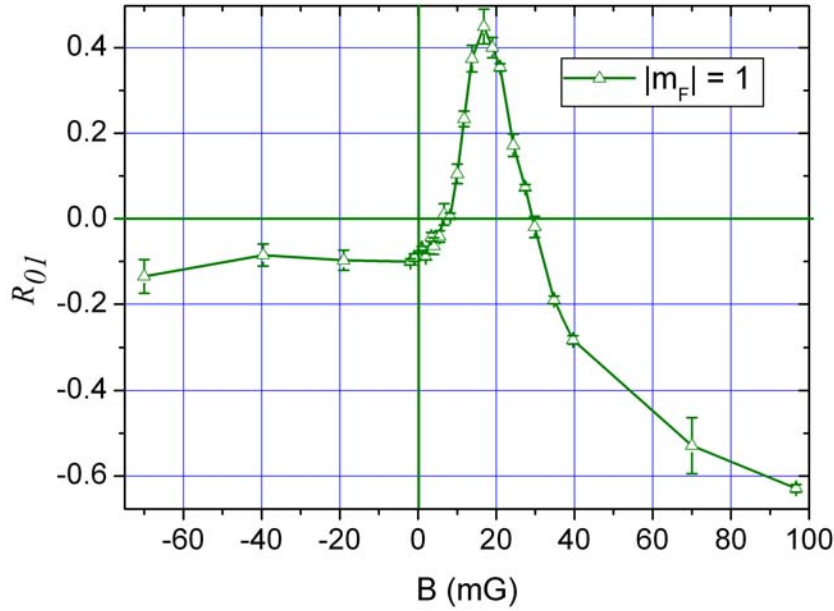


FIG. 4.21 – Rapport R_{01} en fonction du champ magnétique. C'est une résonance de Feshbach pour $|m_F| = 1$.

Nous avons mesuré R_{0m_F} pour chaque valeur absolue de m_F en fonction du champ magnétique. Nous avons trouvé au moins quatre résonances de Feshbach, reproduites sur les figures 4.21, 4.22 et 4.23. Pour un $|m_F|$ fixé, la

valeur positive représente les champs positifs et inversement pour la valeur négative. La bonne résolution de chaque point, tant en champ, qu'en amplitude de R_{0m_F} donne un accès direct à l'amplitude et à la largeur des résonances, autrement dit à la forme des résonances. Dans le cas de la résonance $|m_F| = 2$, pour $B > 68$ mG le déplacement collisionnel des états $|m_F| = 2$ est supérieur au déplacement collisionnel référence des états $m_F = 0$. Remarquons que le champ magnétique typique de FO2 est de 2 mG, ce qui fait que l'on est très proche des résonances. Il faut se méfier de la tentation d'augmenter la valeur du champ.

La résonance $|m_F| = 2$ présente une forme qui est clairement celle d'une résonance multiple. Ce n'est pas aussi évident pour $|m_F| = 1$ (peut être se poursuit elle très loin), alors que $|m_F| = 3$ semble caractéristique d'une résonance simple.

C'est la première fois que l'on observe des résonances de Feshbach en champ aussi faible.

Partant du principe que cette dernière est effectivement une résonance unique, nous tenterons de la simuler par un modèle Monte-Carlo, afin de déterminer quelques unes de ses caractéristiques.

4.9.2 Un court préambule théorique.

La plupart des descriptions des résonances de Feshbach que l'on trouve dans la littérature, ne tiennent compte que des processus élastiques avec un seul canal ouvert [65, 66]. Dans ce cas, seule la largeur de la résonance élastique, Γ_e , entre en jeu et le canal d'entrée est le même que le canal de sortie.

S. Kokkelmans *et al.* [67, 68] ont proposé de raffiner le modèle en tenant compte des processus inélastiques. Lors de la collision les atomes peuvent sortir dans un canal différent du canal d'entrée, ils ont accru leur énergie cinétique et sont considérés comme perdus. Ce processus de perte dû au niveau moléculaire de la résonance conduit à un facteur d'échelle supplémentaire, une largeur Γ_i (en énergie), associée aux phénomènes inélastiques. Dans ces conditions la matrice de diffusion $\mathcal{S}(k) = \mathcal{S}_{\alpha\gamma}(k)$, pour les états $\alpha = |3; 0\rangle$ et $\gamma = |3; 3\rangle$, peut s'écrire comme :

$$\mathcal{S}(k) = \mathcal{S}_{direct}(k) \left(1 - \frac{i\Gamma_i(k)}{E - \nu + \frac{i}{2}\Gamma_e(k) + \frac{i}{2}\Gamma_i(k)} \right) \quad (4.12)$$

où l'énergie cinétique relative des deux atomes est $E = \hbar^2 k^2 / m_{at}$. Le désaccord, fonction du champ, B (pour un champ résonant de B_0) vaut $\nu = \Delta\mu(B - B_0)$. La matrice de diffusion du fond (*i.e.* directe) $\mathcal{S}_{direct}(k) =$

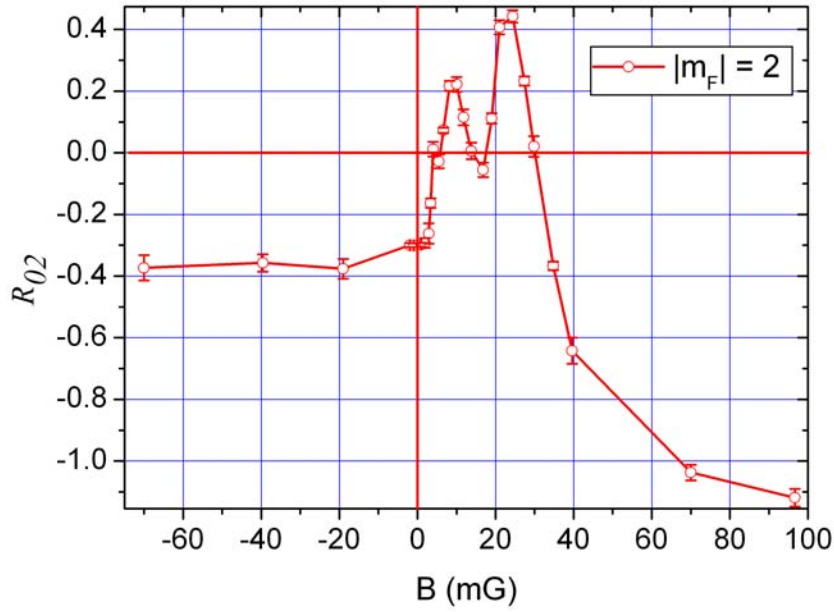


FIG. 4.22 – Rapport R_{02} en fonction du champ magnétique. Ce sont des résonances de Feshbach pour $|m_F| = 2$. La forme de la résonance montre indiscutablement que c'est au moins une résonance double.

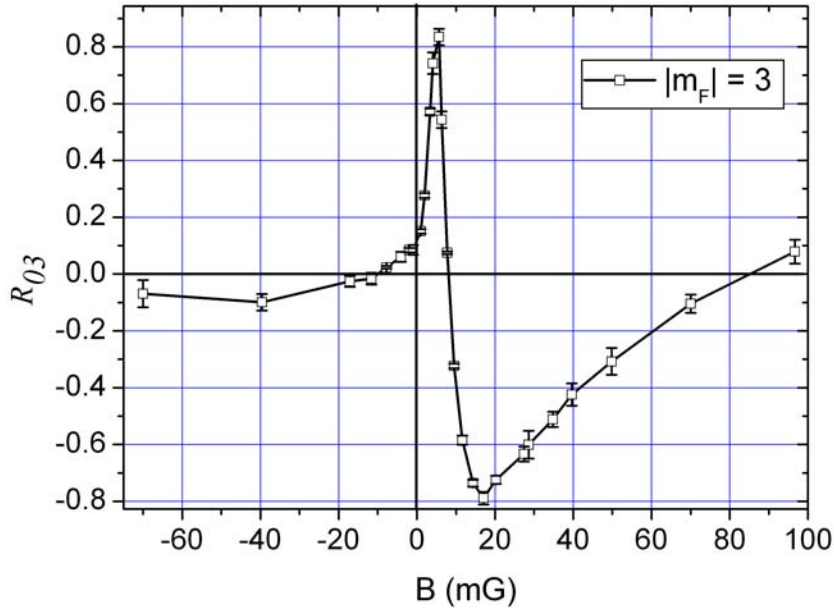


FIG. 4.23 – Rapport R_{03} en fonction du champ magnétique. C'est une résonance de Feshbach pour $|m_F| = 3$. La forme de cette résonance est plus simple.

$\exp(-2ika_{direct})$, regroupe les processus de diffusion directe du canal ouvert. $\Delta\mu = -2g\mu_B$ représente la différence entre les moments magnétiques des deux particules dans le canal entrant et celui de l'état moléculaire de la résonance de Feshbach (g est un paramètre ajustable). La longueur de diffusion du fond $a_{direct} = a_{direct}^r + ia_{direct}^i$ ne contient pas uniquement une partie réelle, a_{direct}^r , mais aussi une partie imaginaire, a_{direct}^i , qui tient compte de la contribution directe des processus de diffusion inélastique.

Les largeurs $\Gamma_e(k)$ et $\Gamma_i(k)$ sont des fonctions de l'énergie de collision par le biais de k . La dépendance en énergie du canal entrant, Γ_e , se traduit par une dépendance linéaire $\Gamma_e(k) = C_e k$ (en onde s) [65]. En revanche, nous avons négligé les dépendances en k de Γ_i , ce qui est légitime dans la gamme de températures qui nous concernent [67]. Nous avons par ailleurs, vérifié numériquement que l'expression 4.12 est en bon accord avec un modèle numérique plus compliqué des canaux couplés [67]. Ainsi il sera possible de remonter à certaines valeurs des paramètres de la résonance de Feshbach.

4.9.3 Un modèle Monte-Carlo.

De l'équation 3.2, on peut trouver l'expression du déplacement collisionnel créé par un état $\gamma = |3; m_F \neq 0\rangle$ sur les états horloge $\alpha = |3; 0\rangle$ et $\beta = |4; 0\rangle$:

$$\frac{\delta\omega_{\beta\alpha}}{2\pi} = \frac{\hbar}{m_{at}k} n_\gamma \mathcal{I}m \left[\mathcal{S}_{\alpha\gamma}(k) \mathcal{S}_{\beta\gamma}^\dagger(k) - 1 \right] \quad (4.13)$$

où n_γ est la densité atomique de l'état γ . Nous allons considérer que la résonance ne survient que dans un seul des canaux d'entrée possible, soit $\alpha\gamma$, soit $\beta\gamma$. Les autres canaux d'entrée ne contribuent que par un terme de fond, indépendant du champ magnétique. Dès lors, on prendra égale à un, la matrice \mathcal{S} qui ne résonnera pas. L'expression 4.13, met en évidence la dépendance du déplacement collisionnel par atome à la valeur de son vecteur d'onde incident k . Le déplacement collisionnel total est donné par l'intégration, le long du trajet des atomes, de cette équation sur la distribution spatiale du nuage et sur la distribution en vitesse. Nous nous sommes tout d'abord servis du modèle analytique du paragraphe 4.1.1 pour décrire l'évolution temporelle de la position et de la vitesse du nuage. Le résultat permet de reproduire de manière approximative la forme dissymétrique mais n'est pas suffisamment fidèle pour en tirer quelques informations. Nous avons dû passer à un modèle purement numérique, en effectuant un tirage aléatoire des distributions de vitesses et de positions initiales du nuage. Une description détaillée de la manière de générer un tirage aléatoire pour différents types de distributions est donnée dans [3, 69].

Principe de calcul.

Le calcul s'effectue en deux étapes :

- un premier tirage des distributions permet de remplir un maillage spatio-temporel permettant de représenter l'évolution du nuage dans la fontaine.
- un second tirage permet de sonder cette représentation du nuage atomique.

Les atomes doivent passer à l'aller comme au retour à travers la cavité pour être détectés. Cependant un atome a pu contribuer au déplacement collisionnel sans avoir pu être comptabilisé à l'arrivée. On est forcé de suivre l'évolution du nuage pas à pas, et de noter à quel moment les atomes ont cessé de participer au déplacement collisionnel. On crée un maillage de la fontaine dans lequel on compte les atomes au cours du temps. On tire aléatoirement un “nuage type”, avec une distribution lorentzienne pour les vitesses et gaussienne pour les positions. Puis on le lance dans la fontaine virtuelle en comptant les atomes présents dans chacune des mailles à tout instant. Une petite astuce pour économiser de l'espace mémoire a été d'utiliser un maillage mouvant. En effet, subdiviser l'ensemble de la fontaine à tout instant du vol du nuage revient à utiliser beaucoup de ressources de calculs pour comptabiliser, la plupart du temps, des zéros là où les atomes ne sont pas. On utilise un maillage qui suit le centre de masse du nuage et qui est référencé en temps. On obtient la comptabilité des atomes présents dans les mailles au cours du vol, de la vitesse de chaque atome et de la densité moyenne par maille.

Principe du calcul du déplacement collisionnel.

Une seconde étape consiste à lancer de nouveau le même nuage afin de sonder les maillages évalués précédemment et d'y calculer le déplacement collisionnel par atome. Pour cela, on utilise les relations 4.12 et 4.13, en prenant comme matrice de diffusion “résonante” avec le champ magnétique la matrice $\mathcal{S}_{\alpha\gamma}$, pour les états $\alpha = |3;0\rangle$ et $\gamma = |3;3\rangle$. Cette simulation tient compte de la variation temporelle de la densité atomique (expansion du nuage et troncature par la cavité) et de la fonction de sensibilité, $g(t)$. A chaque instant et pour chaque atome sonde, on prend en compte les atomes présents dans la même maille ainsi que leur vitesse relative par rapport à l'atome sonde, on calcul ainsi l'énergie de collision. On calcule alors le déplacement collisionnel $\delta\omega_{\beta\alpha}/2\pi = \delta\nu_{03}$ en prenant : $a_{direct} = 0$, $B_0 = 0$ et $\Delta\mu = 2 \mu_B$ [67]. Les paramètres initiaux du nuage sont : largeur de la distribution gaussienne $\sigma = 3.5$ mm, largeur de la distribution de vitesses

lorentzienne $v_e = 10 \text{ mm.s}^{-1}$. Cette dernière est de la forme $(1 + v^2/v_e^2)^{-b}$ avec $b = 2.1$.

La figure 4.24 donne le déplacement collisionnel $\delta\nu_{03}$ (en 10^{-13}) dû à 10^8 atomes lancés¹⁰ dans l'état γ , en fonction de diverses valeurs du paramètre C_e (force de couplage de Feshbach entre le canal entrant Q et le canal de sortie P, cf. paragraphe 3.3) et pour $\Gamma_i = 0$.

Dans ces conditions on peut réécrire l'expression 4.12 comme :

$$\mathcal{S}_{\alpha\gamma}(k) = 1 - \frac{2iC_e \frac{k}{k_{rec}}}{g \frac{\mu_B(B-B_0)}{E_{rec}} + \left(\frac{k}{k_{rec}}\right)^2 + iC_e \frac{k}{k_{rec}} + i\frac{\Gamma_i}{E_{rec}}}$$

Compte tenu de l'expression 4.13 et du signe du déplacement collisionnel observé, on identifie sans ambiguïté que la matrice résonante est $\mathcal{S}_{|3;0\rangle|3;\pm 3\rangle}$. On fait prendre à C_e les valeurs $0.02 E_{rec}/k_{rec}$, $0.2 E_{rec}/k_{rec}$, $2 E_{rec}/k_{rec}$ et $20 E_{rec}/k_{rec}$, avec $E_{rec} = \hbar^2 k_{rec}^2 / 2m$, $k_{rec} = 2\pi/\lambda$ et $\lambda = 852 \text{ nm}$. On constate que pour les fortes valeurs de C_e , la résonance est de forme caractéristique dispersive et symétrique. Elle est dominée par le paramètre C_e et dépend peu de l'énergie de collision (*i.e.* de k), de même pour sa largeur. Lorsque C_e est petit, la forme et la largeur de la résonance sont déterminées par la distribution de l'énergie de collision. La résonance devient dissymétrique. Le modèle montre que dans ce cas, le champ de résonance (B_0 , cf. figure 3.2) correspond au maximum de la résonance. La figure 4.25 trace aussi $\delta\nu_{03}$, mais pour $C_e = 0.2 E_{rec}/k_{rec}$ (qui est la valeur qui correspond le mieux à notre situation) et on y fait varier le paramètre inélastique Γ_i pour $0.02 E_{rec}$, $0.2 E_{rec}$, $2 E_{rec}$ et $20 E_{rec}$. La comparaison avec les données expérimentales de la figure 4.23 nous indique que la résonance de Feshbach mesurée n'est pas très affectée par les processus inélastiques.

La figure 4.26 trace R_{03} représentant la résonance $|m_F| = 3$. Un "fit" est fait en laissant B_0 , $\Delta\mu$, C_e , Γ_i , a_{direct} comme paramètres ajustables. Le modèle donne aussi la possibilité de tenir compte d'une légère sensibilité du terme direct au champ magnétique (linéairement et quadratiquement) qui ne modifie pas fondamentalement le comportement de la résonance. Un facteur d'échelle sur la densité atomique est introduit pour permettre l'ajustement du modèle par rapport aux données. Le "fit" représenté sur la figure est en bon accord avec les données expérimentales¹¹. Il nous permet de déduire certaines valeurs comme $\Delta\mu \simeq 1.5 \mu_B$, $C_e \sim 0.2 E_{rec}/k_{rec}$ et de borner $\Gamma_i \lesssim 0.2 E_{rec}$. Remarquons que $\Delta\mu = 2\mu_{at} - \mu_{mol}$, μ_{at} correspond au moment

¹⁰ Ce qui correspond à une densité effective typique de $2.2 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$.

¹¹ Le signe du déplacement de fréquence confirme par ailleurs que la résonance a lieu sur le canal $\alpha\gamma$. Sur le canal $\beta\gamma$ le signe est juste opposé.

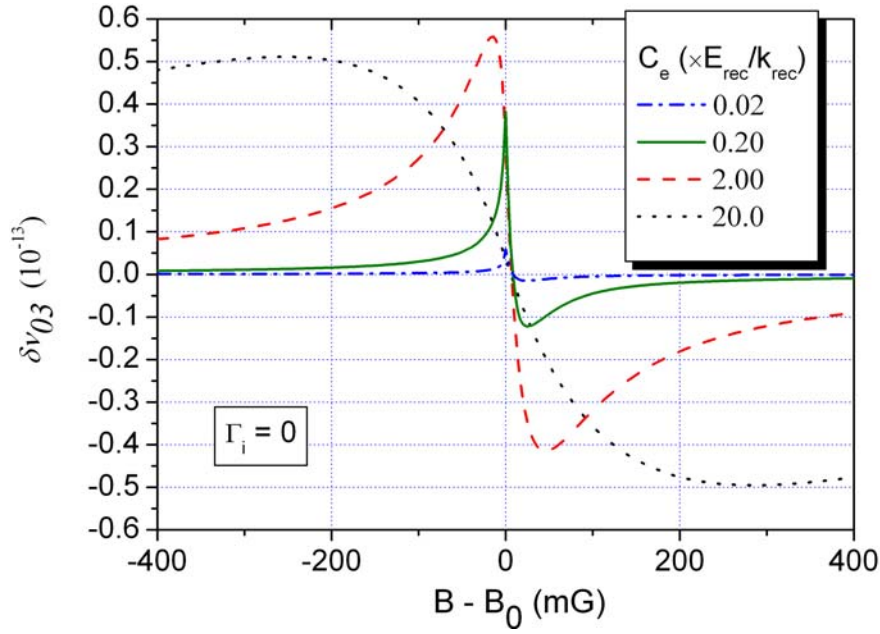


FIG. 4.24 – Déplacement collisionnel $\delta\nu_{03}$ (en 10^{-13}) dû à 10^8 atomes lancés dans l'état γ en fonction de diverses valeurs du paramètre C_e pour $\Gamma_i = 0$. (voir texte)

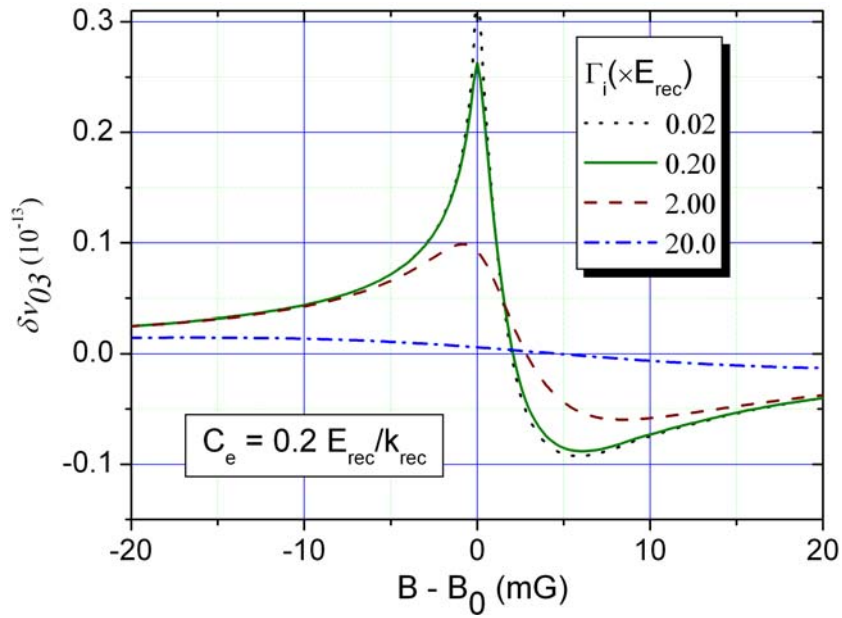


FIG. 4.25 – Déplacement collisionnel $\delta\nu_{03}$, dans le cas où $C_e = 0.2 E_{rec}/k_{rec}$, on y fait varier le paramètre inélastique Γ_i . (voir texte)

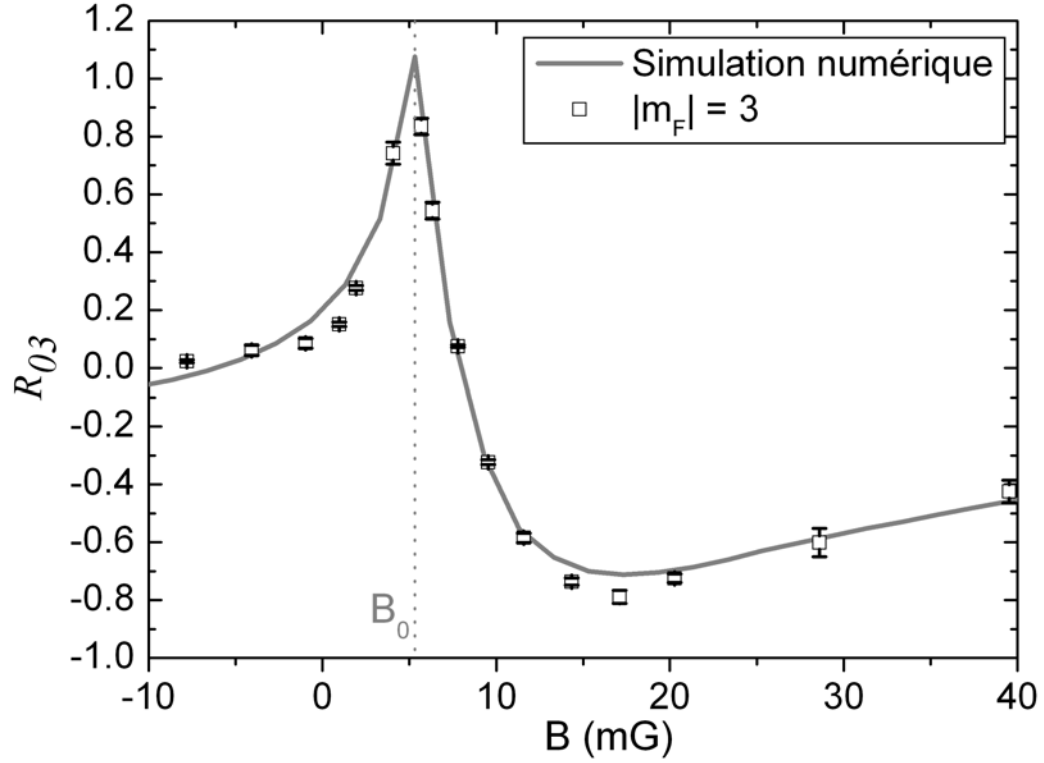


FIG. 4.26 – Rapport R_{03} représentant la résonance $|m_F| = 3$. Une “fit” est fait en laissant B_0 , $\Delta\mu$, C_e , Γ_i , a_{direct} comme paramètres ajustables. Il nous permet de déduire certaines valeurs comme $\Delta\mu \simeq 1.5\mu_B$, $C_e \sim 0.2 E_{\text{rec}}/k_{\text{rec}}$ et de borner $\Gamma_i \lesssim 0.2 E_{\text{rec}}$. Il nous permet aussi de déterminer la valeur du champ à $B_0 = 5 \pm 1$ mG. L’erreur associée correspond à une incertitude sur l’énergie de l’état moléculaire lié de 100 nK.

magnétique d’un atome seul et μ_{mol} à celui de l’état lié moléculaire de la résonance. Or, $\mu_{\text{at}} \simeq 3/4 \mu_B$ [70] pour un atome dans $|m_F| = 3$, ce qui conduit à $\mu_{\text{mol}} \simeq 0$. C’est ce à quoi on peut s’attendre dans le cas d’un état moléculaire fortement lié. Ces résultats ne sont pas très contraignants car ces paramètres sont corrélés aux distributions spatiales et de vitesses du nuage qui sont, somme toute, assez difficiles à déterminer avec précision.

En revanche, le champ magnétique pour lequel apparaît la résonance est bien déterminé puisqu’il n’est pas lié aux autres paramètres. Le “fit” non linéaire permet de donner la valeur du champ (avec un intervalle de confiance confortable de 1 mG) à $B_0 = 5 \pm 1$ mG. Exprimé en température, cela équivaut à $\sim 500 \pm 100$ nK, ce qui correspond à l’état moléculaire lié de plus basse énergie jamais observé impliqué dans une résonance de Feshbach (on se

trouve à ~ 10 kHz du continuum). Ceci permettra de contraindre les modèles théoriques prédisant les propriétés de la molécule $^{133}\text{Cs}_2$.

Sous réserve que la résonance $|m_F| = 1$ soit une résonance unique et qu'elle ait le même comportement à l'égard du champ magnétique que $|m_F| = 3$, on trouve que le champ résonnant vaut $B_0 = 18 \pm 3$ mG. Le cas de la résonance $|m_F| = 2$ est plus complexe, et nécessiterait des investigations plus poussées. Tout ce que l'on peut dire c'est qu'elle présente des maxima pour 8 mG et 25 mG.

Chapitre 5

Recherche d'une variation des constantes fondamentales.

Les théories tentant d'unifier la gravitation aux autres forces, telles que les théories des cordes ou bien la théorie M, autorisent, voire pour certaines, impliquent la variation spatiale et temporelle des constantes fondamentales de la physique. Notre espace physique, quadri-dimensionnel, est un sous-espace, pouvant contenir des dimensions supplémentaires, dans lequel les constantes fondamentales sont susceptibles de varier. Cela va à l'encontre du principe d'équivalence, qui affirme que l'on puisse reproduire les résultats d'une même expérience dans un référentiel en chute libre, quelque soit l'endroit où l'on se trouve et quelque soit la date. Une telle variation des propriétés de la physique est d'une importance capitale pour toutes les études physiques expérimentales comme théoriques, impliquant des échelles de temps cosmologiques. Toutefois, les variations temporelles prévues sont d'amplitude très faible. Pour les mettre en évidence expérimentalement, il faut soit, regarder sur une longue période de temps d'amples effets, soit être très sensible à de petites variations si on est limité par le temps. On distingue trois types principaux de mesures :

- des mesures de physique nucléaire, portant sur des réactions nucléaires naturelles, ou bien des échantillons météoritiques. L'échelle de temps est géologique ($\sim 10^9$ ans).
- des mesures astrophysiques qui considèrent des objets très lointains, donc très anciens. Ces études permettent de regarder des variations sur les échelles de temps supérieures à $\gtrsim 10^9$ ans.
- des expériences de laboratoire, principalement basées sur des transitions atomiques (transitions hyperfines dans le cas des fontaines atomiques). Elles ne donnent accès qu'à une éventuelle variation sur la durée de la mesure (de quelques mois à quelques années), elle doivent

être très sensibles à de petites variations.

Il est commode d'introduire le “red shift” comme mesure du temps écoulé à partir du “Big-Bang”, noté \mathcal{Z} , tel que :

$$1 + \mathcal{Z} \equiv \frac{a_0}{a} = \frac{\nu}{\nu_0}$$

où a_0 (resp. a) est le facteur d'échelle de la partie spatiale de la métrique aujourd'hui (resp. à la date \mathcal{Z}) et où ν_0 (resp. ν) est la fréquence mesurée aujourd'hui (resp. à l'émission).

5.1 Les mesures géophysiques.

Les mesures géophysiques sont comprises dans un intervalle de temps équivalent à l'âge de la Terre ($0.1 \leq \mathcal{Z} \leq 0.46$).

Le test d'Oklo.

Il s'agit de réacteurs nucléaires naturels ayant fonctionné dans le sous sol du Gabon il y a $2 \cdot 10^9$ ans ($\mathcal{Z} \simeq 0.16$) durant $(2.3 \pm 7) \times 10^5$ ans. La mesure du rapport des abondances de deux isotopes de l'atome de Samarium (non impliqués dans la réaction nucléaire à proprement dit) donne $^{149}_{62}\text{Sm}/^{147}_{62}\text{Sm} = 0.02$, au lieu de 0.9 aujourd'hui. La différence s'explique par l'absorption de neutrons facilitée par l'augmentation de la section efficace de capture de $^{149}_{62}\text{Sm}$ due à une résonance nucléaire. L'énergie de cette dernière a pu être reliée à la constante de structure fine définie comme :

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \cong \frac{1}{137.035}$$

où e est la charge de l'électron et \hbar est la constante de Planck réduite.

Les auteurs de [71] trouvent $-0.9 \cdot 10^{-7} < \Delta\alpha/\alpha < 1.2 \cdot 10^{-7}$, ou encore, en faisant l'hypothèse que $\ddot{\alpha} = 0$:

$$-6.7 \cdot 10^{-17} < \frac{\dot{\alpha}}{\alpha} < 5 \cdot 10^{-17} \text{ an}^{-1}$$

Une étude similaire [72], plus récente, reprend des échantillons moins contaminés par l'environnement. Elle porte aussi sur l'atome de gadolinium et donne :

$$\left| \frac{\dot{\alpha}}{\alpha} \right| \leq 10^{-17} \text{ an}^{-1} \quad (5.1)$$

Ces résultats sont parmi les plus contraignants pour la variation temporelle de α . Ils sont compatibles avec une absence de variation.

5.2 Les mesures astrophysiques.

Le principal intérêt de ce type de mesures c'est d'accéder à des temps reculés, équivalents ou antérieurs à la formation du système solaire ($\mathcal{Z} \geq 0.45$).

5.2.1 Mesures par désintégration par rayonnement α et rayonnement β .

Cas du rayonnement α

La désintégration par rayonnement α ¹ peut être reliée à la constante de structure fine [73] par le biais du taux de décroissance observé sur des échantillons minéraux. Une étude sur des météorites [74], objets formés en même temps que le système solaire il y a $4.6 \cdot 10^9$ ans ($\mathcal{Z} \simeq 0.45$), donne $|\Delta\alpha/\alpha| \leq 10^{-5}$, dans le cas où $\ddot{\alpha} = 0$:

$$\left| \frac{\dot{\alpha}}{\alpha} \right| \leq 2.2 \cdot 10^{-15} \text{ an}^{-1} \quad (5.2)$$

Cas du rayonnement β

De la même manière, les désintégrations par rayonnement- β ² peuvent être reliées à la constante de structure fine. Là aussi, des échantillons météoritiques ont permis d'étudier les taux d'émission β pour la désintégration $^{187}\text{Re} \rightarrow ^{187}\text{Os}$ [75] et donnent $|\Delta\alpha/\alpha| \leq 2.5 \cdot 10^{-7}$, dans le cas où $\ddot{\alpha} = 0$:

$$\left| \frac{\dot{\alpha}}{\alpha} \right| \leq 5.4 \cdot 10^{-17} \text{ an}^{-1} \quad (5.3)$$

¹ C'est l'émission d'un atome d'hélium par la désintégration d'un noyau $^{A+4}_{Z+2}X$ suivant la réaction nucléaire $^{A+4}_{Z+2}X \rightarrow ^4_2\text{He} + ^A_ZX$.

² C'est l'émission d'un électron par la désintégration d'un noyau A_ZX suivant la réaction nucléaire $^A_ZX \rightarrow ^A_{Z+1}X + \bar{\nu}_e + e^-$.

5.2.2 Absorption du spectre lumineux de quasars par des nuages interstellaires : position du problème.

Les quasars ³ sont des astres très compacts et très lumineux, ils contiennent probablement un trou noir en leur centre, produisant de la lumière en accréant de la matière [76]. Cette lumière est émise sur un très large spectre (largement au delà du spectre d'observation habituel, compris entre 350 nm et 600 nm). Sur son trajet, entre le point d'émission et l'observatoire, elle peut traverser des nuages interstellaires. A l'aide d'un spectromètre on peut alors observer les raies d'absorptions, témoignage contemporain de la présence de certains éléments, comme des atomes ionisés (Mg I, Mg II, Al II, Al III, Fe II, Ca II, etc.) au moment du passage de la lumière.

5.2.3 Méthode du “doublet alcalin” (AD : “Alkali – Doublet”).

Cela consiste à regarder le spectre d'absorption d'ions n'ayant plus qu'un électron sur leurs couches externes (par exemple Mg II), ce qui permet de remonter au doublet de structure fine du premier niveau excité. L'énergie correspondant à l'espacement du doublet est proportionnelle à α^2 . Deux transitions peuvent avoir lieu du niveau fondamental vers les deux niveaux du doublet, on détecte ainsi deux raies d'absorption de fréquences légèrement différentes. Par exemple, en laboratoire, on trouve pour le Mg II : 279.6 nm et 280.3 nm. L'expansion de l'univers fait que les longueurs d'ondes des spectres observés, λ_{obs} , sont des fonctions de \mathcal{Z} comme : $\lambda_{obs} = (1 + \mathcal{Z})\lambda$, où λ est la longueur d'onde au moment de l'émission. On peut distinguer l'effet dû à l'évolution de \mathcal{Z} , qui déplace l'ensemble du doublet de $(1 + \mathcal{Z})$, de l'effet dû à la variation de α qui modifie l'écartement du doublet. Le meilleur résultat obtenu avec cette méthode est [77] :

$$\frac{\Delta\alpha}{\alpha} = (-0.5 \pm 1.3) 10^{-5} \text{ pour } 2 < \mathcal{Z} < 3$$

Une technique similaire dans l'esprit, est basée sur une raie multiple issue d'une transition d'un état excité vers plusieurs états “fondamentaux”. En utilisant le spectre d'absorption de 73 quasars par O III pour $0.16 < \mathcal{Z} < 0.70$ il a été trouvé [78] :

$$\frac{\Delta\alpha}{\alpha} = (-2.0 \pm 1.2) 10^{-4}$$

³ QUAsi Stellar Astronomical Radio Source.

5.2.4 Méthode utilisant plusieurs “multiplets” (MM : Many – Multiplet).

Cette méthode est une généralisation de AD permettant de gagner un ordre de grandeur tout en utilisant des données de même qualité. Elle exploite plusieurs espèces et donc plusieurs raies d’absorption. La dépendance en α de l’énergie d’un électron dans l’état fondamental a été modélisée et calculée pour différentes espèces. Le résultat est que l’énergie varie d’autant plus que l’espèce est lourde. Les éléments très légers, étant quasiment insensibles à une variation de α , peuvent servir de référence. Une analyse faite par Murphy et Webb sur 128 systèmes d’absorption (provenant principalement du télescope Keck) pour $0.2 < \mathcal{Z}_{abs} < 3.7$ donne [77] :

$$\frac{\Delta\alpha}{\alpha} = (-0.574 \pm 0.102) 10^{-5}$$

C’est un résultat surprenant et contesté, puisqu’il suggère que la constante de structure fine était plus petite au moment de l’interaction entre la lumière et le nuage que maintenant. Dans le cas où $\Delta\alpha/\alpha|_{\mathcal{Z}_{abs}=0} = 0$ et que $\ddot{\alpha} = 0$ on a :

$$\frac{\dot{\alpha}}{\alpha} = (6.41 \pm 1.12) 10^{-16} \text{ an}^{-1} \quad (5.4)$$

Une étude plus récente [79, 80] utilisant des observations du VLT est en contradiction avec [77] en trouvant pour $0.4 < \mathcal{Z}_{abs} < 2.3$:

$$\frac{\Delta\alpha}{\alpha} = (-0.06 \pm 0.06) 10^{-5}$$

Ce résultat est à la limite d’être compatible avec la constance de α . Pour leur \mathcal{Z} moyen ($\mathcal{Z} = 1.55 \simeq 9.7 10^9$ ans) les auteurs trouvent :

$$-2.5 10^{-16} \leq \frac{\dot{\alpha}}{\alpha} \leq 1.2 10^{-16} \text{ an}^{-1} \quad (5.5)$$

A ce jour le résultat le plus contraignant sur la variation de la constante de structure fine obtenue à l’aide de quasars.

5.3 Les mesures métrologiques.

Les tests précédents permettent de poser des limites, parfois très contraignantes (Oklo), sur la variation de la constante de structure fine. Elle ne donnent des indications que sur des temps reculés mais ne nous apprennent rien sur une éventuelle variation à notre époque (sauf à faire une extrapolation linéaire).

5.3.1 Position du problème.

Avant tout, les tests métrologiques sont des tests de laboratoire, c'est à dire des expériences qui se déroulent à échelle humaine (en durée comme en dimension). Ils permettent de sonder le présent avec des horloges très stables et exactes ($\sim 10^{-15}$) ce qui les rendent compétitifs sur des échelles de temps de l'ordre de quelques années, par rapport aux tests astrophysiques ou géologiques moins bien résolus mais sur des durées beaucoup plus grandes. La métrologie du temps et des fréquences dispose de toute une gamme d'horloges très stables et très exactes, impliquant plusieurs espèces atomiques, comme les masers à hydrogène [81], les horloges optiques à atomes neutres (Ca, Mg, Yb, Sr [82]), les horloges optiques à ions (Sr^+ , Yb^+ , Ca^+ , Hg^+ [83]) et les fontaines atomiques (Rb, Cs). Les niveaux d'énergie des transitions atomiques vont nous servir à sonder les variations des constantes fondamentales.

5.3.2 Comment les horloges sont elles sensibles aux variations des constantes fondamentales ?

Cas d'une transition hyperfine.

Les mesures métrologiques sont basées sur la comparaison d'horloges de différents types et/ou avec différentes espèces atomiques. La fréquence hyperfine (ν_{hf}) pour une fontaine peut s'exprimer comme :

$$\nu_{\text{hf}}^{(i)} \simeq R_{\infty} c A^{(i)} g^{(i)} \left(\frac{m_e}{m_p} \right) \alpha^2 F_{\text{hf}}^{(i)}(\alpha) \quad (5.6)$$

où l'indice i correspond à une espèce atomique (i), R_{∞} est la constante de Rydberg, c la vitesse de la lumière, $A^{(i)}$ un coefficient numérique, $g^{(i)}$ est le facteur de Landé du noyau, m_e la masse de l'électron, m_p la masse du proton, α la constante de structure fine. $F_{\text{hf}}^{(i)}(\alpha)$ est une fonction dite de "Casimir" qui tient compte d'effets relativistes [84] notamment pour prendre en compte la probabilité de présence non nulle de l'électron de valence à proximité du noyau. La dérivée logarithmique de l'équation 5.6 montre la sensibilité de $\nu_{\text{hf}}^{(i)}$ aux différentes constantes est :

$$\delta \ln \left(\frac{\nu_{\text{hf}}^{(i)}}{R_{\infty} c} \right) \simeq \frac{\delta g^{(i)}}{g^{(i)}} + \frac{\delta(m_e/m_p)}{(m_e/m_p)} + \left(2 + \alpha \frac{\partial}{\partial \alpha} \ln F_{\text{hf}}^{(i)}(\alpha) \right) \frac{\delta \alpha}{\alpha} \quad (5.7)$$

La figure 5.1 montre la forte dépendance de $L_d F_{\text{hf}}^{(i)}(\alpha Z^{(i)}) \equiv \alpha (\partial/\partial \alpha) \ln(F_{\text{hf}})$ avec le numéro atomique $Z^{(i)}$.

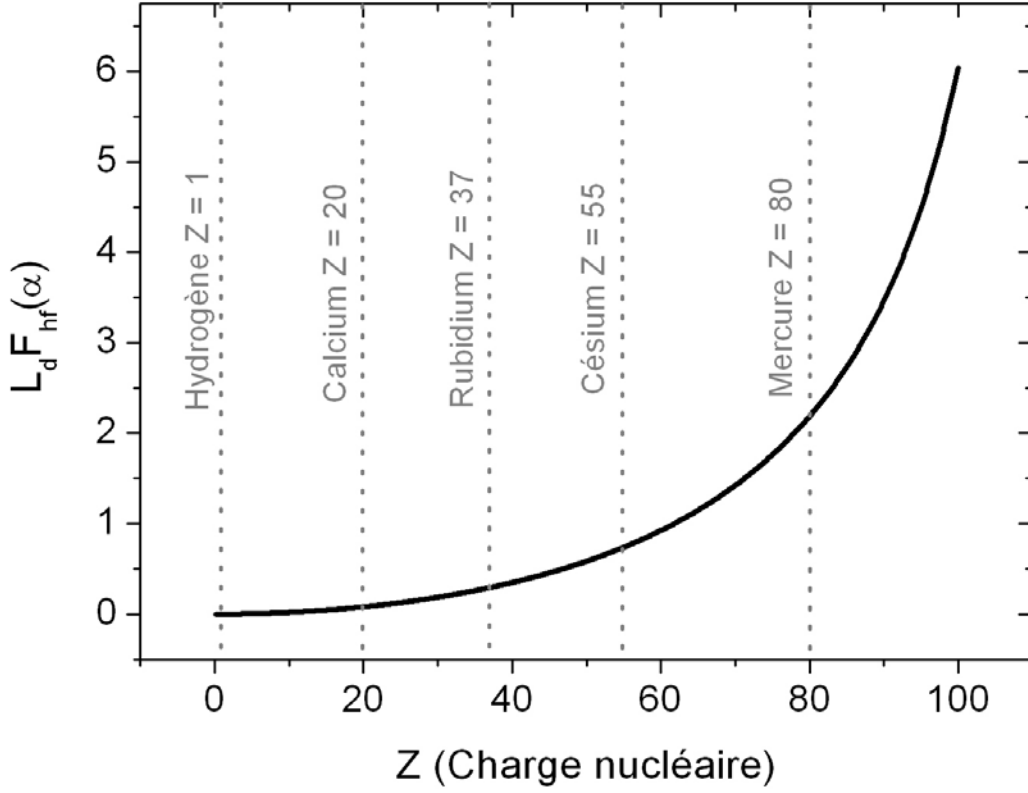


FIG. 5.1 – La fonction $L_d F_{hf}^{(i)}(Z)$ tracée en fonction du numéro atomique. La référence [85] donne 0.34 pour le Rb, 0.83 pour le Cs, 2.28 pour Hg^+ .

Cas des transitions optiques.

De même on peut exprimer la fréquence d'une transition électronique (horloges optiques et ions) par :

$$\nu_{\text{elec}}^{(i)} \simeq R_{\infty} c a^{(i)} f^{(i)}(\alpha) \quad (5.8)$$

où $a^{(i)}$ est un coefficient numérique. $f^{(i)}(\alpha)$ est une fonction qui tient compte d'effets relativistes, du couplage spin-orbite et d'effets à N-corps.

En comparant différents types d'horloges on peut avoir trois dépendances distinctes :

$$\frac{\nu_{\text{elec}}^{(2)}}{\nu_{\text{elec}}^{(1)}} \propto \frac{f^{(2)}(\alpha)}{f^{(1)}(\alpha)} \quad (5.9)$$

$$\frac{\nu_{\text{hf}}^{(2)}}{\nu_{\text{elec}}^{(1)}} \propto \alpha^2 g^{(2)} \frac{m_e}{m_p} \frac{F_{\text{hf}}^{(2)}(\alpha)}{f^{(1)}(\alpha)} \quad (5.10)$$

$$\frac{\nu_{\text{hf}}^{(2)}}{\nu_{\text{hf}}^{(1)}} \propto \frac{g^{(2)}}{g^{(1)}} \frac{F_{\text{hf}}^{(2)}(\alpha)}{F_{\text{hf}}^{(1)}(\alpha)} \quad (5.11)$$

La comparaison de deux horloges optiques (Eq. 5.9) ne dépend que de α et constitue donc le test idéal ⁴ pour l'interaction électromagnétique pure. Le cas d'une comparaison d'horloge optique avec une horloge à transition hyperfine (Eq. 5.10) est *a priori* plus riche car il permet de tester les variations des constantes $g^{(i)}$, m_e , m_p , α , $F_{\text{hf}}^{(i)}$ et $f^{(i)}$. Enfin une comparaison entre fréquences hyperfines (Eq. 5.11), qui est celle qui va nous intéresser par la suite, est sensible au rapport des $g^{(i)}$ et des $F_{\text{hf}}^{(i)}$. Un certain nombre de rapports $F_{\text{hf}}^{(2)}(\alpha)/F_{\text{hf}}^{(1)}(\alpha)$ ont été calculés pour diverses combinaisons d'atomes dans [84, 86].

Liens vers les constantes de la chromodynamique quantique (QCD).

Récemment Flambaum *et al.* [85] se basant sur un modèle de grand unification [87] proposent de relier $g^{(i)}$ et m_p à des paramètres fondamentaux de la QCD, tels que l'échelle de la chromodynamique quantique (homogène à une masse) [85], Λ_{QCD} , ainsi que la masse du quark, m_q . Les rapports m_q/Λ_{QCD} et m_e/Λ_{QCD} sont sans dimension. Pour le ^{87}Rb , le ^{133}Cs et le $^{199}\text{Hg}^+$ on peut établir les relations :

$$\delta \ln \left(\frac{\nu_{\text{hf}}^{\text{Rb}}}{R_{\infty} c} \right) \simeq 2.34 \frac{\delta \alpha}{\alpha} - 0.074 \frac{\delta(m_q/\Lambda_{\text{QCD}})}{(m_q/\Lambda_{\text{QCD}})} + \frac{\delta(m_e/\Lambda_{\text{QCD}})}{(m_e/\Lambda_{\text{QCD}})} \quad (5.12)$$

$$\delta \ln \left(\frac{\nu_{\text{hf}}^{\text{Cs}}}{R_{\infty} c} \right) \simeq 2.83 \frac{\delta \alpha}{\alpha} + 0.127 \frac{\delta(m_q/\Lambda_{\text{QCD}})}{(m_q/\Lambda_{\text{QCD}})} + \frac{\delta(m_e/\Lambda_{\text{QCD}})}{(m_e/\Lambda_{\text{QCD}})} \quad (5.13)$$

$$\delta \ln \left(\frac{\nu_{\text{hf}}^{\text{Hg}}}{R_{\infty} c} \right) \simeq 4.30 \frac{\delta \alpha}{\alpha} - 0.117 \frac{\delta(m_q/\Lambda_{\text{QCD}})}{(m_q/\Lambda_{\text{QCD}})} + \frac{\delta(m_e/\Lambda_{\text{QCD}})}{(m_e/\Lambda_{\text{QCD}})}$$

⁴ Dans ce cas, on néglige, quand elle existe, la contribution hyperfine (qui est de toute façon très petite).

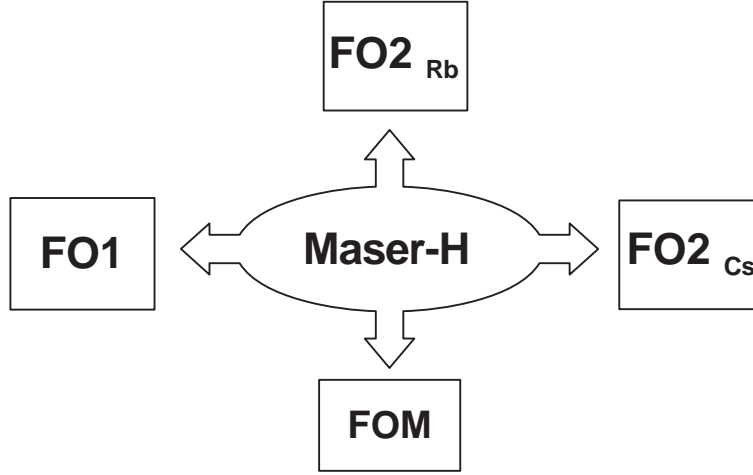


FIG. 5.2 – Ensemble de fontaines du BNM-SYRTE ayant participé aux comparaisons de fréquences rubidium – césium. Les fontaines FO1 et FOM sont basées sur le césium, alors que la fontaine FO2 peut utiliser alternativement du césium (FO2_{Cs}) ou du rubidium (FO2_{Rb}). Un même maser à hydrogène est distribué à toutes les fontaines via un signal à 100 MHz.

5.4 Comparaisons de la fréquence hyperfine du ^{87}Rb et du ^{133}Cs à l'aide de fontaines.

Nous l'avons vu, pour contraindre au mieux une éventuelle variation des constantes fondamentales à l'aide des fontaines, on effectue une comparaison des fréquences hyperfines de deux espèces atomiques. Nous avons mené des comparaisons entre le rubidium et le césium sur 6 ans.

5.4.1 Le dispositif expérimental.

Au BNM-SYRTE, nous disposons de trois fontaines atomiques. Deux exclusivement basées sur le césium, la fontaine FO1 [88, 5], qui est la fontaine atomique historique, ainsi que FOM [4], qui est notre fontaine transportable. La fontaine double FO2⁵ peut fonctionner alternativement avec du ^{133}Cs et avec du ^{87}Rb . Toutes ces fontaines mesurent, à long terme, un même oscillateur local, qui leur est distribué *via* un signal à 100 MHz, comme le montre la figure 5.2.

⁵ Sa dénomination a beaucoup changée au cours du temps : RbCs, DF (Dual Fountain) et maintenant son achronyme officiel au près du BNM est FO2. Afin de lever l'ambiguïté, lorsque le fontaine est en fonctionnement rubidium, elle est notée DF_{Rb} ou bien FO2_{Rb}.

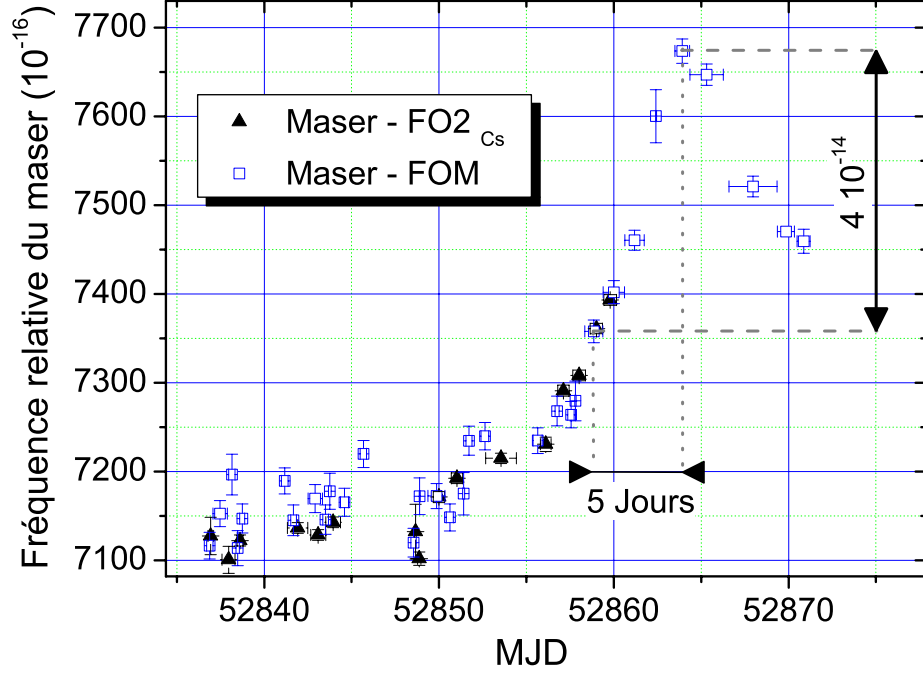


FIG. 5.3 – Illustration de l'évolution de la fréquence du maser par rapport au césium mesuré par les fontaines FOM et FO2_{Cs}. La date est donnée en jours Julien modifiés (MJD). Les mesures sont corrigées de tous les effets pouvant déplacer la fréquence des fontaines sur la durée d'une mesure (barre d'erreurs en abscisse). Des variations fortes de la fréquence du maser peuvent survenir sur de courtes périodes, on peut observer une dérive jusqu'à $3 \cdot 10^{-16}$ par heure. (Le MJD 52 840 correspond au 20/07/03)

Un maser est une horloge assez stable à court et moyen terme, mais qui sur l'échelle de quelques jours, peut changer de fréquence assez fortement. La figure 5.3 illustre l'évolution de la fréquence du maser par rapport au césium, mesurée par les fontaines FOM et FO2_{Cs}, la date est donnée en jours Julien modifiés (MJD). Les mesures sont des valeurs moyennes corrigées de tous les effets pouvant déplacer la fréquence des fontaines (cf. Tab. 5.1) sur la période d'intégration (barre d'erreurs en abscisse). On constate que des variations fortes de la fréquence de l'oscillateur local peuvent survenir en quelque jours. Ici on a observé une dérive jusqu'à $3 \cdot 10^{-16}$ par heure (la plus violente jamais observée au BNM-SYRTE). Ce qui met en évidence la nécessité de synchroniser au mieux les mesures en vue de comparaisons de

fontaines.

5.4.2 Le principe de la comparaison.

Le principe est de déterminer la fréquence hyperfine du ^{87}Rb en se servant d'une fontaine césium comme référence absolue de fréquence (par principe elle réalise le Hertz). De plus on calibre les fontaines entres elles (Cs–Cs) en déterminant l'écart moyen ($\nu_{\text{Cs}}^{\text{maser}}$) entre FO2_{Cs} et la fontaine de référence. On répète cette opération sur plusieurs années et on regarde si la fréquence du rubidium évolue au cours du temps. FO2 n'est pas encore capable de fonctionner simultanément en mode rubidium et césium, elle ne peut donc pas effectuer à elle seule la comparaison des deux fréquences hyperfines. On est contraint de comparer FO2_{Rb} à, au moins, une autre fontaine à césium. L'exactitude que nous cherchons est de 10^{-15} . Comme la comparaison s'effectue par le biais du maser et qu'il peut être sujet à de fortes dérives, il faut s'assurer que la synchronisation des mesures est suffisante, afin que l'erreur induite par ces fluctuations soit négligeable. En pratique, pour la comparaison d'octobre 2002, les mesures sont synchrones à mieux que 15 minutes (soit une contribution maximale de l'oscillateur local inférieure à $7.5 \cdot 10^{-17}$). La mesure de 2004, comme nous le verrons au paragraphe 6.4, fait partie d'une série de comparaisons de fontaines effectuées grâce à une synchronisation bien plus performante par intranet et dont un exemple est donné par la figure 5.6.

5.4.3 Les comparaisons de 2002 et 2004.

La comparaison de 2002.

Cette année là, la fontaine de référence était FOM avec laquelle nous nous sommes comparés durant un peu plus de un mois. La figure 5.4 montre la différence de fréquence en valeur relative du maser par rapport à FOM (■), FO2_{Rb} (○) et FO2_{Cs} (△), les barres d'erreurs sont purement statistiques (type A). La campagne de mesures s'est effectuée en comparant, FO2_{Cs} avec FOM (entre les lignes pointillées), pour déterminer à l'aide des deux fontaines césium la valeur “moyenne” de la fréquence du césium, $\nu_{\text{Cs}}^{\text{maser}}$ (que nous prendrons comme constante sur la période MJD 52 560 à 52 600). En dehors des lignes pointillés, ce sont les deux périodes de comparaisons Rb–Cs. Les mesures FO2_{Rb} (○) donnent l'écart en valeur relative du maser à une valeur de la fréquence hyperfine conventionnelle du rubidium $\nu_{\text{Rb}}(1999) = 6\,834\,682\,610.904\,333$ Hz (obtenue lors d'une campagne de mesures semblable en 1999). La partie basse de la figure présente la différence entre la fontaine double et FOM et illustre bien la réjection des fluctuations du maser grâce à

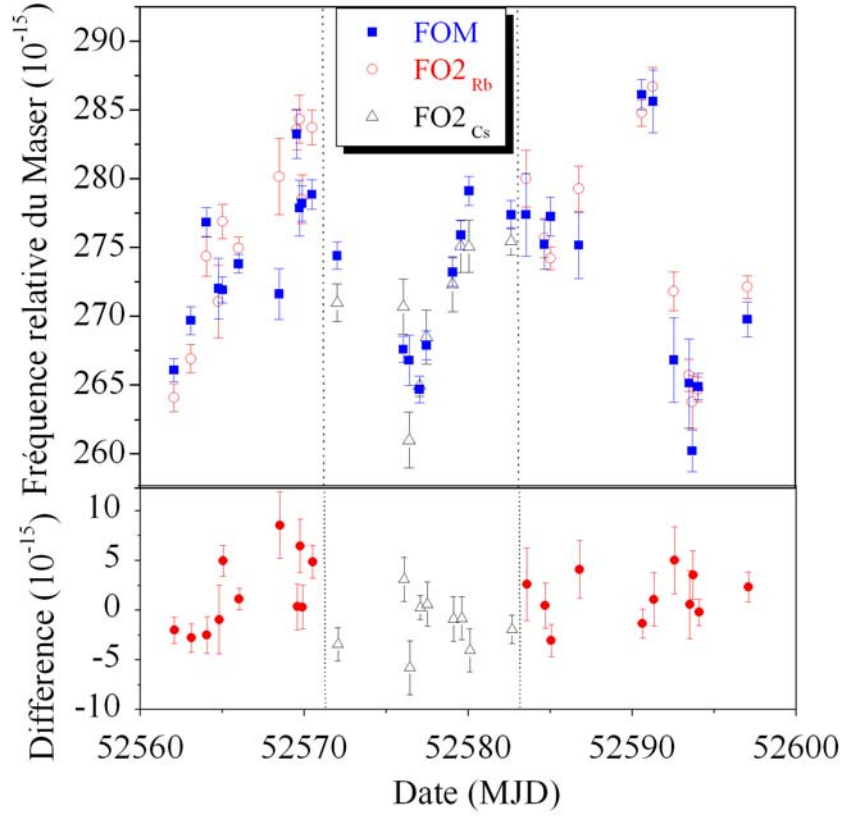


FIG. 5.4 – *Différence de fréquence en valeur relative du maser par rapport à FOM (■), FO2_{Rb} (○) et FO2_{Cs} (△), les barres d’erreurs étant statistiques (type A). Le bas de la figure présente la différence des deux fontaines et illustre la bonne réjection des fluctuations du maser. (Le MJD 52 560 correspond au 12/10/2002.)*

la synchronisation.

La différence moyenne entre FOM et FO2_{Cs} sur l’intervalle de comparaison Cs–Cs vaut :

$$\frac{\nu_{\text{Cs}}^{\text{FO2}}(2002) - \nu_{\text{Cs}}^{\text{FOM}}(2002)}{\nu_{\text{Cs}}} = 12(6)(12) \cdot 10^{-16}$$

où le chiffre contenu dans la première parenthèse représente l’incertitude de type A et celui dans la deuxième celle de type B. Cette dernière tient compte quadratiquement des incertitudes des deux fontaines (cf. Tab. 5.1). Ce résultat montre que les deux fontaines sont en bonne accord au niveau de 10^{-15} . On peut alors définir la “valeur moyenne de la fréquence du césium” sur cette période $\nu_{\text{Cs}}^{\text{maser}}$ comme :

Fontaine	FO2 _{Cs}	FO2 _{Rb}	FOM
Effet	Valeur & Incertitude (10^{-16})		
Effet Zeeman du 2 ^{ème} ordre	$1\,773.0 \pm 5.2$	$3\,207.0 \pm 4.7$	$3\,85.0 \pm 2.9$
Rayonnement du corps noir	-173.0 ± 2.3	-127.0 ± 2.1	-186.0 ± 2.5
Déplacement collisionnel + cavity pulling	-95.0 ± 4.6	0.0 ± 1.0	-24.0 ± 4.8
Autres	0.0 ± 3.0	0.0 ± 3.0	0.0 ± 3.7
Incertitude totale	8	6	8

TAB. 5.1 – *Bilan d'exactitude des fontaines FOM et FO2 en 2002.*

$$\nu_{\text{Cs}}^{\text{maser}} = \frac{\nu_{\text{Cs}}^{\text{FO2}}(2002) + \nu_{\text{Cs}}^{\text{FOM}}(2002)}{2}$$

Pour déterminer la fréquence hyperfine du ^{87}Rb , on calcul la différence des moyennes des fréquences relatives entre FOM et FO2_{Rb} :

$$\frac{\nu_{\text{Rb}}^{\text{FO2}}(2002)}{\nu_{\text{Rb}}(1999)} - \frac{\nu_{\text{Cs}}^{\text{FOM}}(2002)}{\nu_{\text{Cs}}^{\text{maser}}} = -7(7) \, 10^{-16}$$

ce qui conduit à :

$$\frac{\nu_{\text{Rb}}^{\text{FO2}}(2002)}{\nu_{\text{Rb}}(1999)} - 1 = -13(5) \, 10^{-16}$$

Enfin, on aboutit à la valeur de la fréquence hyperfine du ^{87}Rb pour la comparaison 2002 [89] :

$$\nu_{\text{Rb}}(2002) = 6\,834\,682\,610.904\,324(4)(7) \, \text{Hz}$$

Les barres d'erreurs incluent les incertitudes de FOM, FO2_{Rb} et FO2_{Cs}. Cette mesure est la plus précise de la fréquence hyperfine du ^{87}Rb à ce jour. Elle a été recommandée, par le CCTF en 2004, comme fréquence de définition de l'étalon secondaire de fréquence rubidium 87, avec la valeur de :

$$\nu_{\text{Rb}}(\text{CCTF}) = 6\,834\,682\,610.904\,324 \, (21) \, \text{Hz}$$

C'est à dire une incertitude relative totale de $3 \, 10^{-15}$.

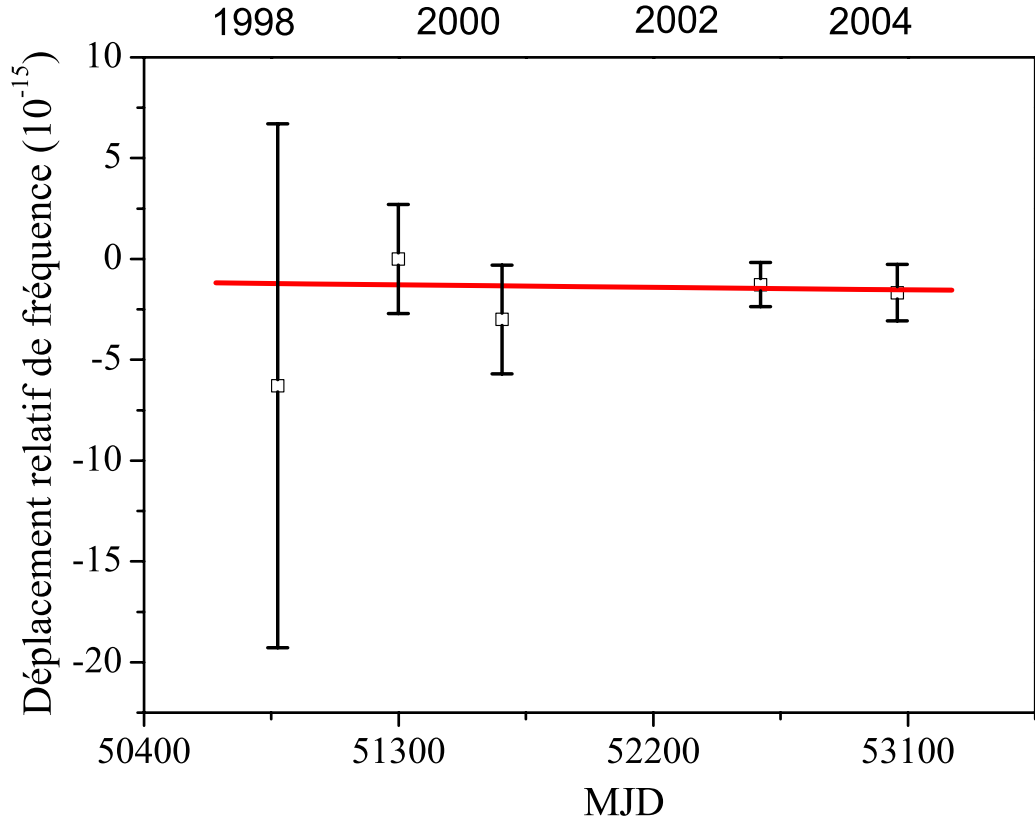


FIG. 5.5 – La figure fait le bilan des comparaisons Rb–Cs effectuées depuis 1998. Un fit linéaire pondéré par les barres d’erreurs trouve une variation du ratio ν_{Rb}/ν_{Cs} comme $(d/dt) \ln(\nu_{Rb}/\nu_{Cs}) = (-0.5 \pm 5.3) 10^{-16} \text{ an}^{-1}$.

Résultat de la comparaison 2004.

La figure 5.5 fait le bilan de toutes les comparaisons Rb–Cs effectuées au BNM-SYRTE depuis 1998. La mesure de 1998 a une barre d’erreur importante car c’est une comparaison entre FO1 et la version préliminaire de FO2, qui était une fontaine à rubidium dont le bilan d’exactitude a été la principale limite de la mesure. Les mesures de 1999 et 2000 ont une incertitude de $2.7 \cdot 10^{-15}$ assez élevée due aux exactitudes moins bonnes des fontaines à cette époque ainsi qu’à une moins bonne synchronisation des données de comparaison. La mesure 2004 (cf. figure 5.6) a une plus grande incertitude que la mesure 2002, principalement à cause du temps de mesure assez court et d’une mauvaise stabilité court terme de FOM à cette époque. Un fit linéaire pondéré par les barres d’erreurs donne :

$$\frac{d}{dt} \ln \left(\frac{\nu_{\text{Rb}}}{\nu_{\text{Cs}}} \right) = (-0.5 \pm 5.3) 10^{-16} \text{ an}^{-1} \quad (5.14)$$

Ce résultat est compatible avec une constance de la fréquence hyperfine du rubidium par rapport à celle du césium.

5.4.4 Liens avec les constantes fondamentales.

Résultats expérimentaux.

Compte tenu des équations 5.7, 5.11 et des coefficients issus de la figure 5.1, on trouve la relation :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \ln \left(\frac{\nu_{\text{Rb}}}{\nu_{\text{Cs}}} \right) &= \frac{\dot{g}_{\text{Rb}}}{g_{\text{Rb}}} - \frac{\dot{g}_{\text{Cs}}}{g_{\text{Cs}}} + \left(L_d F_{\text{hf}}^{(\text{Rb})} - L_d F_{\text{hf}}^{(\text{Cs})} \right) \frac{\dot{\alpha}}{\alpha} \\ &= \frac{\dot{g}_{\text{Rb}}}{g_{\text{Rb}}} - \frac{\dot{g}_{\text{Cs}}}{g_{\text{Cs}}} + (-0.49) \frac{\dot{\alpha}}{\alpha} \end{aligned}$$

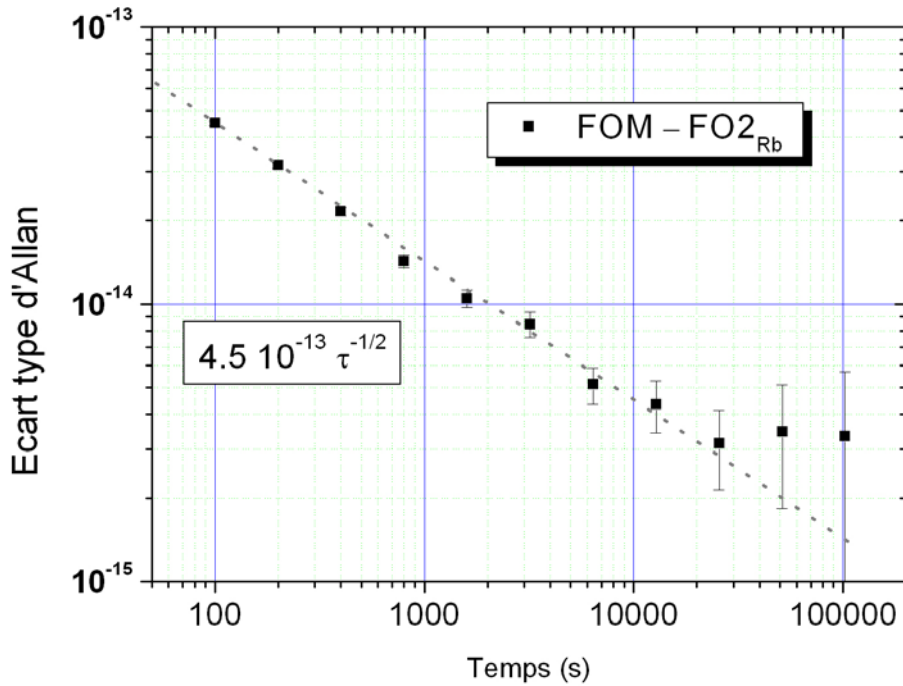


FIG. 5.6 – Exemple d'écart type d'Allan différentiel (cf. paragraphe 6.4) entre FOM et FO2_{Rb} lors de la comparaison Rb–Cs de 2004. La stabilité combinée des deux horloges est principalement limitée par celle de FOM.

on peut alors écrire :

$$\frac{d}{dt} \ln \left(\frac{g_{\text{Rb}}}{g_{\text{Cs}}} \alpha^{-0.49} \right) = (-0.5 \pm 5.3) 10^{-16} \text{ an}^{-1}$$

Contraintes sur α .

En suivant l'hypothèse de Prestage *et al.* [84] ($\dot{g}_{\text{Cs}} = \dot{g}_{\text{Rb}} = 0$, non trivial), on trouve :

$$\frac{\dot{\alpha}}{\alpha} = (1.1 \pm 10.8) 10^{-16} \text{ an}^{-1}$$

Dans ces conditions, le coefficient de 0.49 constitue la “sensibilité” d’une comparaison impliquant le rubidium et le césium. Ce résultat est compatible avec la constance de la constante de structure fine (au temps présent) et limite une possible variation au niveau de $12 \cdot 10^{-16}$. Cette valeur est une amélioration d’un facteur 200 par rapport à [90] et 30 par rapport à [84] (cf. paragraphe 5.5).

Contraintes sur la QCD.

Avec les équations 5.12, 5.13 on peut établir :

$$\frac{d}{dt} \ln \left(\frac{\nu_{\text{Rb}}}{\nu_{\text{Cs}}} \right) = -0.49 \frac{\dot{\alpha}}{\alpha} - 0.201 \frac{\Lambda_{\text{QCD}}}{m_q} \frac{d}{dt} \left(\frac{m_q}{\Lambda_{\text{QCD}}} \right)$$

Finalement :

$$\frac{d}{dt} \ln \left[\alpha^{-0.49} \left(\frac{m_q}{\Lambda_{\text{QCD}}} \right)^{-0.201} \right] = (-0.5 \pm 5.3) 10^{-16} \text{ an}^{-1}$$

Notons que pour certains modèles de grande unification faisant des hypothèses théoriques lourdes, on peut relier la variation de α à celle de m_q/Λ_{QCD} [91, 92, 85] :

$$\frac{\delta(m_q/\Lambda_{\text{QCD}})}{m_q/\Lambda_{\text{QCD}}} \sim 35 \frac{\delta\alpha}{\alpha} \quad (5.15)$$

Ce qui conduit à une “sensibilité” à α de -7.525 et permet d’obtenir une contrainte très forte de :

$$\left| \frac{\dot{\alpha}}{\alpha} \right| < 7 \cdot 10^{-17} \text{ an}^{-1}$$

Ce résultat est du même ordre de grandeur, en contrainte sur la variation de α , que les tests d'Oklo ou bien ceux à l'aide de quasars.

Les mêmes auteurs établissent la relation $\dot{\alpha}/\alpha = -0.014 \dot{\Lambda}_G/\Lambda_G$, où Λ_G est le facteur d'échelle de l'unification, ce qui permet de borner $|\dot{\Lambda}_G/\Lambda_G| < 5 \cdot 10^{-15} \text{ an}^{-1}$.

Contrainte sur g_p .

S. Karshenboïm relie, à l'aide du modèle de Schmidt, une variation du rapport des fréquences hyperfines du rubidium et du césium à une variation du rapport des moments magnétiques nucléaires g . Pour des atomes de A et Z impairs, le moment magnétique de Schmidt, g^s , ne dépend que du rapport gyromagnétique, g_p , du proton. Ce qui dans notre cas, peut être exprimé comme [93] :

$$\frac{\partial}{\partial \ln g_p} \ln \left(\frac{\nu_{\text{Rb}}}{\nu_{\text{Cs}}} \right) \simeq \frac{\partial}{\partial \ln g_p} \ln \left(\frac{g_{\text{Rb}}^s}{g_{\text{Cs}}^s} \right) \simeq 2$$

En considérant que la variation de $\nu_{\text{Rb}}/\nu_{\text{Cs}}$ est exclusivement due à une variation de g_p on peut déduire :

$$\left| \frac{\dot{g}_p}{g_p} \right| \leq 3 \cdot 10^{-16} \text{ an}^{-1} \quad (5.16)$$

D'après [74], la relation 5.15 équivaut à $\dot{g}_p/g_p \sim 35 \dot{\alpha}/\alpha$ (ce qui est totalement dépendante du modèle choisi) . Elle conduit alors à $|\dot{\alpha}/\alpha| < 10^{-17} \text{ an}^{-1}$ si on utilise la relation 5.16.

5.5 Autres mesures récentes.

Une comparaison entre un jet à Cs et un autre à Mg par Godone et son équipe [90] donne comme limite supérieure :

$$\left| \frac{\dot{\alpha}}{\alpha} \right| \leq 2.7 \cdot 10^{-13} \text{ an}^{-1}$$

puis une comparaison entre Hg^+ et un maser à hydrogène a donné [84] :

$$\left| \frac{\dot{\alpha}}{\alpha} \right| \leq 3.7 \cdot 10^{-14} \text{ an}^{-1}$$

Une mesure *quasi* simultanée à notre mesure de 2002 a été menée par S. Bize *et al.* en comparant une horloge à ion Hg^+ avec une fontaine césium *via*

un laser femtoseconde et a fait l'objet d'une publication conjointe à la notre [83] :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \ln \left(\frac{\nu_{\text{Cs}}}{\nu_{\text{Hg}}} \right) &= \frac{d}{dt} \ln \left(g_{\text{Cs}} \frac{m_e}{m_p} \alpha^6 \right) \\ &= \pm 7 \cdot 10^{-15} \text{ an}^{-1} \end{aligned} \quad (5.17)$$

dans le cas où seul α varie :

$$\left| \frac{\dot{\alpha}}{\alpha} \right| \leq 1.2 \cdot 10^{-15} \text{ an}^{-1}$$

En comparant les équations 5.14 et 5.17 on constate qu'il y a pratiquement un ordre de grandeur de mieux sur la détermination de l'évolution du rapport de fréquence hyperfine en faveur de Rb–Cs. Pourtant, dans l'hypothèse où seul α varie, la contrainte mise sur $\dot{\alpha}/\alpha$ est identique. Cela s'explique par le facteur de sensibilité à la variation de α qui vaut 6 dans ce cas, au lieu de 0.49 dans le cas Rb–Cs. Cela illustre bien l'intérêt de comparer des atomes de masses les plus éloignées possible.

Fischer *et al.* [94] ont effectués des mesures de la transition 1S–2S de l'hydrogène atomique en se comparant à FOM qui a été transportée au Max-Planck-Institut (On trouvera tous les détails voulus dans la thèse de Ivan Maksimovic [95]). Le résultat est :

$$\frac{d}{dt} \ln \left(\frac{\nu_{\text{Cs}}}{\nu_{\text{H}}} \right) = (3.2 \pm 6.3) \cdot 10^{-15} \text{ an}^{-1}$$

Jusque là, c'est une comparaison optique–hyperfine obéissant à l'équation 5.10. Mais l'idée est d'utiliser le résultat 5.17 de [83] de la comparaison Hg^+ –Cs pour “supprimer” le césium et donc aboutir à une comparaison optique–optique obéissant à l'équation 5.9, les auteurs aboutissent à :

$$\frac{\dot{\alpha}}{\alpha} = (-0.9 \pm 2.9) \cdot 10^{-15} \text{ an}^{-1}$$

grâce à cette combinaison d'espèces atomiques, ils peuvent aussi contraindre le rapport $g_{\text{Cs}}(m_e/m_p)$:

$$\frac{d}{dt} \ln \left(g_{\text{Cs}} \frac{m_e}{m_p} \right) = (0.6 \pm 1.3) \cdot 10^{-14} \text{ an}^{-1}$$

de plus, en utilisant nos résultats de [89] il trouve :

$$\frac{d}{dt} \ln \left(\frac{g_{\text{Rb}}}{g_{\text{Cs}}} \right) = (-0.5 \pm 1.7) \cdot 10^{-15} \text{ an}^{-1}$$

Adoptant une démarche similaire, Peik *et al.* [96] peuvent contraindre la variation de α grâce à une comparaison $^{171}\text{Yb}^+ - \text{Cs}$:

$$\frac{\dot{\alpha}}{\alpha} = (-0.3 \pm 2.0) 10^{-15} \text{ an}^{-1}$$

5.6 En guise de conclusion.

Remarques — Il faut noter, qu’attribuer la variation du rapport $\nu_{\text{Rb}}/\nu_{\text{Cs}}$ exclusivement à α ou bien à g_p , est complètement artificiel. La plus part des mesures font intervenir des combinaisons de constantes fondamentales. Rien dans les théories actuelles, autorisant une variation de α , n’interdit une variation des autres constantes. Par exemple, [92] prédit qu’une variation de α serait proportionnelle à $1/30.8$ de celle de la variation du rapport m_e/m_p . Pour effectuer indépendamment un test de trois des quatre interactions fondamentales, il faudra combiner plusieurs comparaisons d’espèces atomiques différentes, plusieurs types de transitions.

Petit récapitulatif — La figure 5.7 (issue de [97]) montre la quantité $\Delta\alpha/\alpha$ en fonction du temps (exprimé en Red-Shift). Elle fait la somme de trois grands types de tests. (●) représente les résultats d’absorption de spectre de quasars par des nuages interstellaires obtenues par Srianand *et al.* [97]. La zone tiretée représente la valeur moyenne pondérée des mesures de Murphy *et al.* [77] aussi à l’aide de quasars avec une barre d’erreur à un σ . La zone bleutée pleine représente la valeur moyenne pondérée des (●) avec une incertitude de 3σ obtenue par Srianand *et al.* [97]. Cette dernière est en accord avec une constance de α . (○) sont des mesures issues du réacteur d’Oklo [72], alors que (★) proviennent de mesures de raies d’absorption moléculaire [98]. Notre mesure étant à $\mathcal{Z} = 0$ ne peut figurer sur ce graphe.

Et demain ? — Au SYRTE, l’avenir de ce genre de test s’annonce bien pour plusieurs raisons.

Premièrement, FO2 devrait fonctionner en mode double courant 2005. Elle pourra faire une auto-comparaison permanente Rb–Cs sans avoir recours à une autre fontaine. Le mode de fonctionnement double permet de réjecter des fluctuations communes de fonctionnement de l’horloge, ce qui permettra de réduire l’incertitude systématique. D’autre part, la synchronisation des données sera, par principe, assurée. Le fonctionnement continu avec les deux espèces permettra d’ étoffer rapidement la figure 5.5 et donc de contraindre le fit linéaire ⁶. Nous allons aussi travailler sur l’amélioration de l’exactitude

⁶ Ce qui permettra de déceler, d’improbables, fluctuations rapides du *ratio* de fréquences hyperfines.

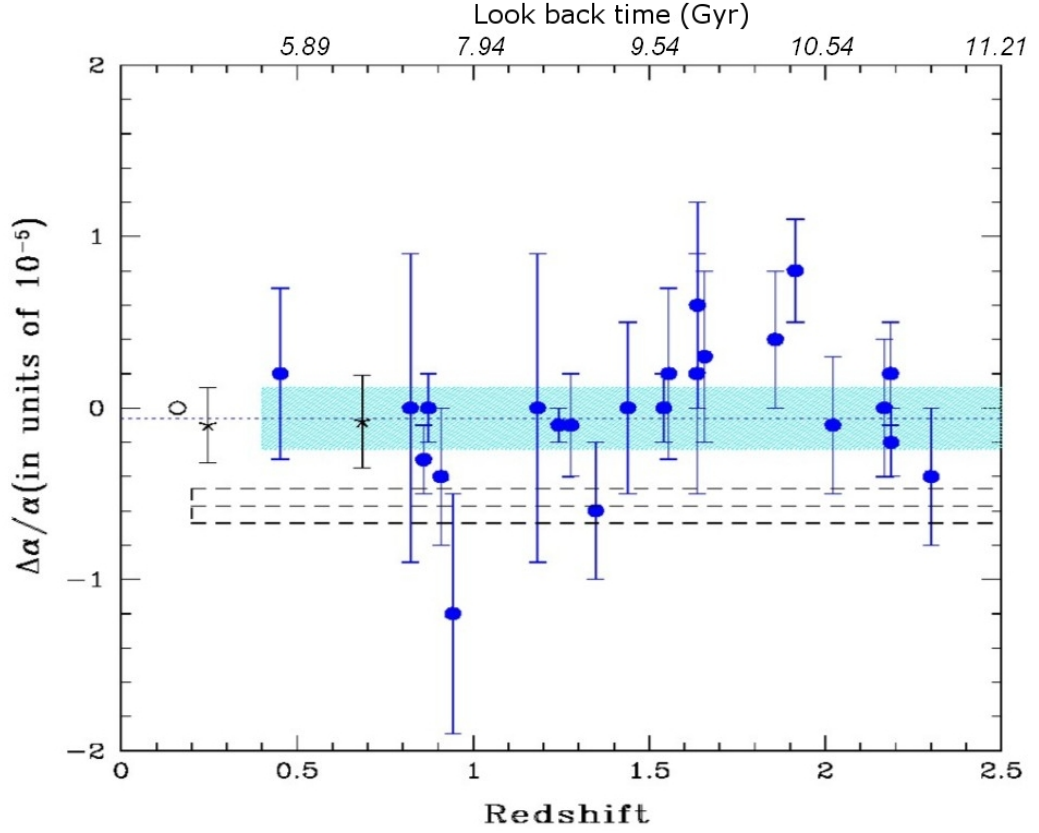


FIG. 5.7 – La figure (issue de [97]) montre la quantité $\Delta\alpha/\alpha$ en fonction du temps. (●) représente les résultats d'absorption de spectre de quasars par des nuages interstellaires [97]. (○) est la mesure d'Oklo [72], alors que (★) proviennent de mesures de raies d'absorption moléculaire [98]. Notre mesure étant à $z = 0$ ne peut figurer sur ce graphe. La zone tiretée représente la valeur moyenne pondérée des mesures de Murphy et al. [77] avec une barre d'erreur à un σ . La zone bleutée pleine représente la valeur moyenne pondérée des (●) avec une incertitude de 3σ des mesures de Srianand et al.

de la fontaine, en contrôlant de manière automatique le plus de paramètres possibles.

Deuxièmement, une horloge optique à atomes de strontium à est en cours de construction, et devrait donner bientôt des résultats en tant qu'étalon de fréquence. De ce fait, des comparaisons micro-ondes-optiques pourront être menées au laboratoire, et permettront de contraindre plus de paramètres grâce à des combinaisons des équations 5.9, 5.10, 5.11. Enfin, une horloge

optique à base de mercure va être construite par S. Bize et ses collègues, ce qui permettra de tester avec le strontium directement la variation de α .

Ces tests seront aussi étendus à la mission PHARAO-ACES [99] d'horloge spatiale à atomes froids de césium à l'horizon 2009.

Chapitre 6

La fontaine double comme instrument pour la métrologie.

Dans la première partie de ce chapitre nous verrons les améliorations concernant le contrôle de certains effets systématiques, qui combinées avec les améliorations matérielles relatées au chapitre 2, ont abouti à une nouvelle évaluation de l'exactitude de FO2_{Cs} en 2004. La seconde partie, exposera l'activité métrologique de la fontaine double, notamment son activité *quasi* quotidienne qu'est la contribution à la réalisation d'échelles de temps. Nous verrons aussi de récentes comparaisons locales entre fontaines, mais aussi des comparaisons entre horloges distantes par liens satellitaires, GPS ou “deux voies” (TWSTFT).

6.1 Amélioration du contrôle du champ magnétique.

On applique un champ magnétique statique dans la zone d'interrogation afin de lever la dégénérescence des sous niveaux Zeeman (cf. diagrammes des niveaux d'énergie A.1 et A.2). Or, nous avons vu au paragraphe 1.4, que le champ magnétique déplace la fréquence de l'horloge par le biais de l'effet Zeeman quadratique. La maîtrise de la stabilité de ce champ est alors capitale pour réduire l'incertitude associée. Jusqu'à présent elle était de l'ordre de $5 \cdot 10^{-16}$, ce qui en faisait une des limitations principales de l'exactitude de FO2 .

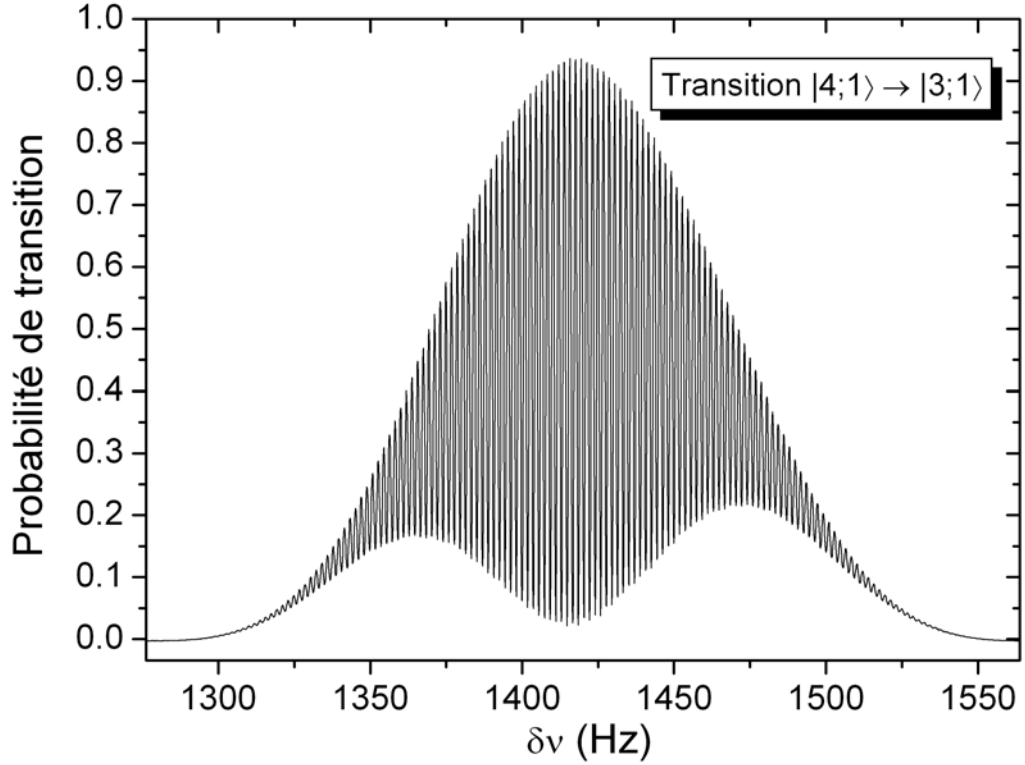


FIG. 6.1 – *Franges de Ramsey sur la transition linéairement dépendante du champ, $|3;1\rangle \rightarrow |4;1\rangle$, après sélection des atomes dans le niveau $|3;1\rangle$. Le contraste est de 0.92. La frange centrale se trouve à 1421.1 Hz, ce qui correspond à un champ de 2.2278 mG.*

6.1.1 Mesure du champ magnétique de FO2.

Pour mesurer le champ magnétique au niveau de la trajectoire des atomes, le plus efficace est d'utiliser les atomes eux-mêmes comme sonde. La transition $|F = 4; m_F = 1\rangle \rightarrow |F = 3; m_F = 1\rangle$ pour le césium ($|2; 1\rangle \rightarrow |1; 1\rangle$ pour le ^{87}Rb) dépend linéairement du champ magnétique comme :

$$\delta\nu_{\text{zeeman}}^{(1)} = K_Z^{(1)} \int g(t)B(t)dt = K_Z^{(1)} \langle B \rangle \quad (6.1)$$

où $\langle B \rangle$ est le champ statique, $B(t)$, intégré sur le vol des atomes entre les deux interrogations, pondéré par la fonction de sensibilité $g(t)$, exprimé en Tesla. $K_Z^{(1)}$ est le coefficient Zeeman linéaire (cf. tableaux A.1 et A.2).

Deux méthodes peuvent être utilisées avec FO2 :

- suivre la frange centrale correspondant à la résonance de la transition $|4;1\rangle \rightarrow |3;1\rangle$, en fonction de la hauteur de lancement.

- effectuer des impulsions micro-ondes à l’aide d’une antenne placée en haut du tube à vide au moment de l’apogée du vol du nuage, et pour différentes hauteurs.

Le suivi de la frange centrale.

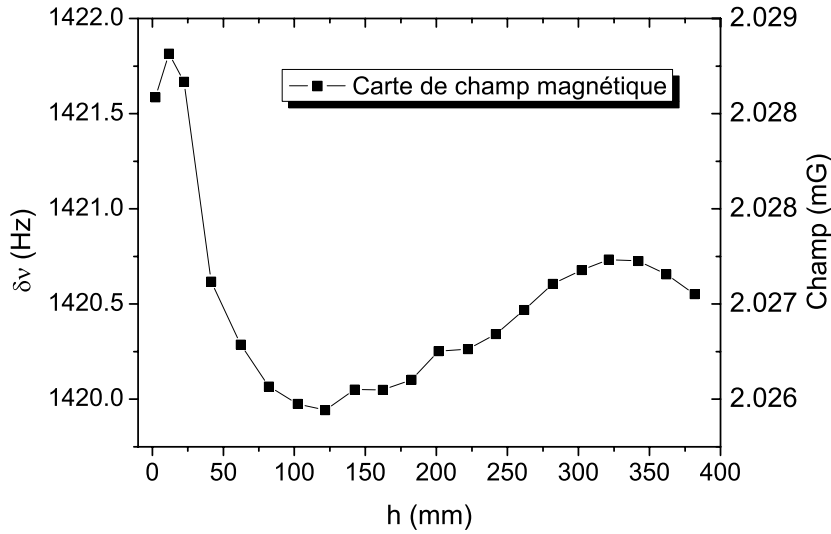


FIG. 6.2 – *Un exemple de suivi de la frange centrale permettant de tracer $\langle B \rangle$ en fonction de la hauteur au dessus du centre de la cavité d’interrogation césium. L’inhomogénéité de champ est de $2.6 \mu G$.*

La figure 6.1 montre des franges de Ramsey sur la transition linéairement dépendante du champ $|3; 1\rangle \rightarrow |4; 1\rangle$, après sélection des atomes dans le niveau $|3; 1\rangle$. Le contraste est de 0.92, pour une hauteur de lancement standard de 35 cm au dessus de la cavité césium. Il est impossible de déterminer sans ambiguïté quelle est la frange centrale sur un tel graphe, il faut alors faire une carte de champ. Pour ce faire, on lance les atomes à différentes hauteurs en partant du centre de la cavité. Au centre de la cavité, il n’y a qu’une interaction micro-onde, donc simplement une résonance de Rabi. Le maximum de probabilité de transition donne sans erreur possible la valeur $\delta\nu$ du désaccord micro-onde correspondant au champ magnétique (relation 6.1). Au fur et à mesure que l’on monte le long de la fontaine, le nombre de franges augmente et leur largeur diminue. Il faut alors suivre soigneusement, de proche en proche, la frange centrale. Le champ déterminé par cette méthode est $\langle B \rangle$ et non $B(t)$, puisque c’est le champ “vu” à l’aller et au retour par les atomes.

La figure 6.2 est une carte de champ effectuée par le suivi de la frange centrale, et qui permet de tracer $\langle B \rangle$ en fonction de la hauteur au dessus du centre de la cavité d'interrogation césium. L'inhomogénéité de champ correspond à 2 Hz, ce qui équivaut à $2.8 \mu\text{G}$. Les dix premiers centimètres sont les plus inhomogènes, alors que les 30 suivants sont compris dans $1.5 \mu\text{G}$. La hauteur de lancement standard est de 35 cm, les atomes passent alors beaucoup plus de temps dans la zone lisse. Le poids relatif des dix premiers centimètres est bien plus faible que celui près de l'apogée de la trajectoire des atomes. Cette variation spatiale de 2 Hz explique la légère dissymétrie des franges de Ramsey de la figure 6.1.

Mesure locale par impulsion micro-onde.

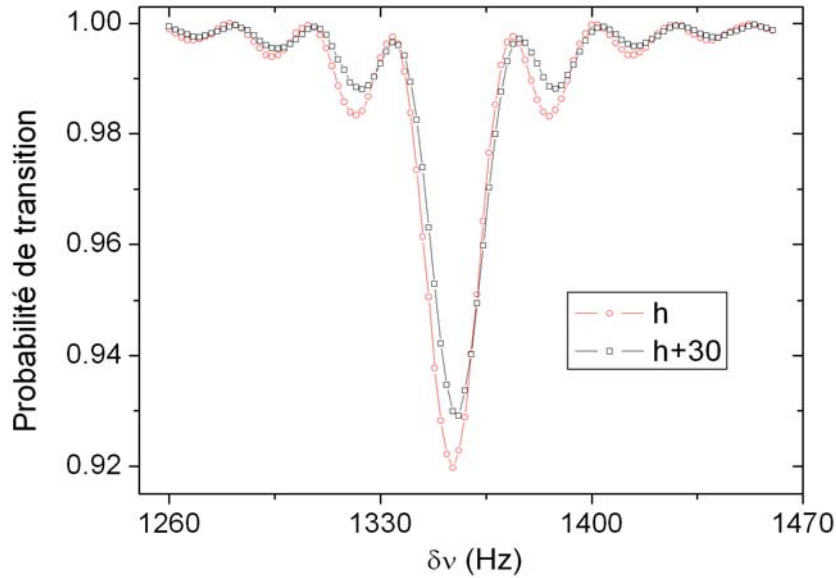


FIG. 6.3 – La méthode des impulsions permet d'accéder à $B(t)$ en sollicitant la transition $|3;1\rangle \rightarrow |4;1\rangle$. La figure montre des résonances de Rabi pour deux hauteurs différentes. La fréquence micro-onde est obtenue par la chaîne de synthèse de sélection et est balayée par PC au moyen d'un synthétiseur. La valeur du champ est donnée par le maximum de la résonance.

Cette méthode consiste à effectuer des impulsions micro-onde de 4 ms au moyen d'une antenne se trouvant en haut du tube à vide, à l'apogée de la trajectoire des atomes, pour différentes hauteurs de lancement. Cette méthode permet d'accéder à $B(t)$ ¹ en utilisant la transition $|3;1\rangle \rightarrow |4;1\rangle$.

¹ En fait c'est le champ moyen vu par les atomes sur la taille du nuage et sur la très

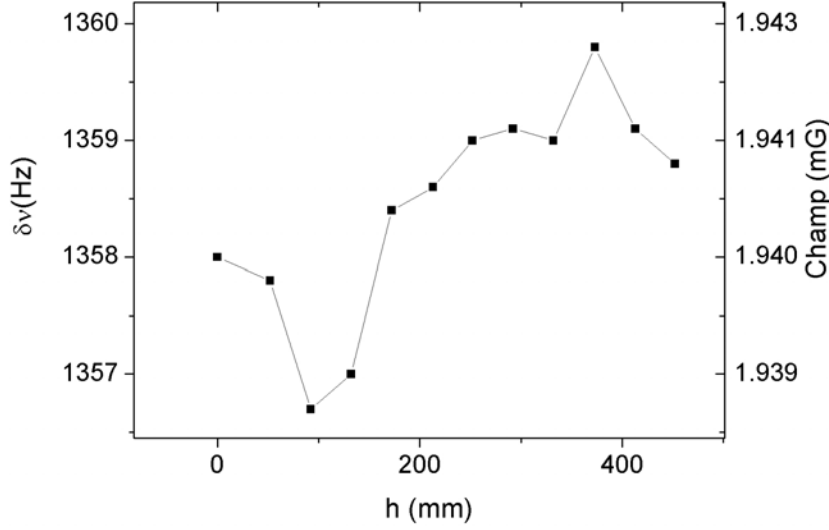


FIG. 6.4 – *Un exemple de carte de champ obtenu par la méthode des impulsions, en fonction de la hauteur au dessus du centre de la cavité d'interrogation césium. L'inhomogénéité de champ est de $4.4 \mu\text{G}$.*

La figure 6.3 montre deux courbes de résonance de Rabi, pour deux hauteurs différentes. La fréquence micro-onde est obtenue par la chaîne de synthèse de sélection et est balayée par PC au moyen d'un synthétiseur. L'avantage de cette méthode est que, quelque soit la hauteur de lancement, il n'y a pas d'ambiguïté sur la valeur du champ puisqu'elle est donnée par le maximum de probabilité de transition. Il est inversé par rapport à la figure 6.1 car il n'y a pas de sélection, puisqu'on utilise la micro-onde pour faire les impulsions. Elle est déconnectée de la cavité de sélection pour être dirigée vers l'antenne. Les atomes sont alors répartis dans l'ensemble des sous niveaux Zeeman $|F = 4; m_F\rangle$ et la transition se fait sur le $\sim 1/9^{\text{ème}}$ des atomes dans le sous niveau $m_F = 1$. La figure 6.4 est une carte de champ réalisée par cette méthode, l'absence d'ambiguïté sur la valeur du champ permet de réduire le nombre de pas nécessaire pour la réaliser.

Discussion sur les deux méthodes.

Le point réellement critique de la méthode du suivi de la frange centrale, c'est justement de ne pas la perdre au fur à mesure que l'on lance plus haut. Cela force à faire des pas de hauteur de lancement fins ($\sim 1 \text{ cm}$), ce qui prend du temps. D'autre part si le champ est très inhomogène, on peut totalement

faible distance parcourue en 4 ms autour de l'apogée.

perdre les franges de Ramsey sur les transitions dépendantes du champ, ce qui rend la technique inopérante. En revanche les franges sont plus fines à la hauteur standard, ce qui permet de mesurer le champ avec une incertitude relative typique de $\sim 2 \cdot 10^{-6}$.

L'avantage principal de la méthode par impulsions c'est que l'on a aucune ambiguïté sur la valeur du champ, quelque soit la hauteur et quelque soit l'inhomogénéité du champ. Mais elle est plus exigeante à mettre en oeuvre puisqu'il demande à rediriger physiquement la micro-onde de sélection vers l'antenne. En outre la résonance de Rabi est plus large qu'une frange de Ramsey (toujours à hauteur standard) ce qui conduit à une incertitude relative sur la détermination de la valeur du champ de $\sim 10^{-5}$.

Pour lisser ² le champ magnétique en partant de zéro, on préfère utiliser dans un premier temps la méthode des impulsions, puis lorsque le champ est suffisamment homogène, on affine le profil en utilisant le suivi de la frange centrale.

6.1.2 Stabilité du champ magnétique.

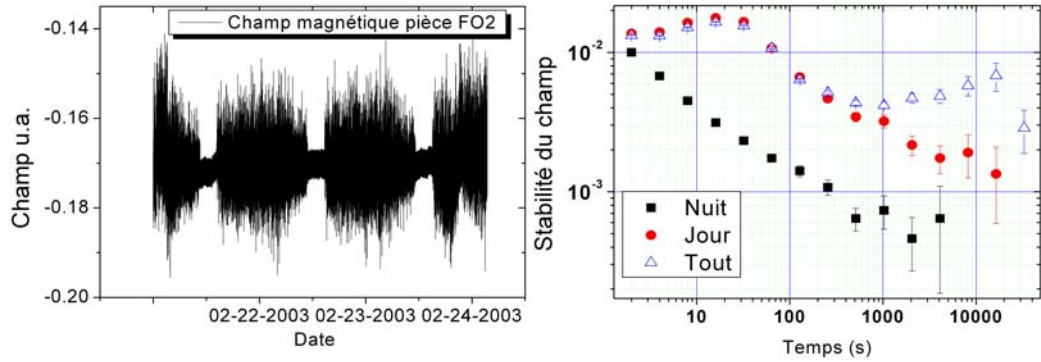


FIG. 6.5 – La figure de gauche montre un exemple de mesure de la composante verticale du champ sur un weekend, on distingue parfaitement la différence entre le jour et la “nuit”. La valeur moyenne du champ vertical dirigé vers le bas dans la pièce est de ~ 370 nT. La figure de droite donne l'écart type d'Allan en valeur relative du champ sur le weekend (Δ), celle du champ pour la nuit de samedi à dimanche (\blacksquare) et celle de la journée de dimanche (\bullet).

Le déplacement de fréquence horloge dû au champ magnétique est causé

² Le champ statique est généré par un solénoïde principal qui couvre toute la zone d'interrogation (cf. page 94 de [6]). Quatre bobines de “compensation” sont équiréparties tout le long et permettent de compenser les effets de bords du solénoïde ainsi que de lisser au mieux le champ.

par l'effet Zeeman quadratique qu'on peut exprimer comme :

$$\delta\nu_{zeeman}^{(2)} = K_Z^{(2)} \int g(t) B^2(t) = K_Z^{(2)} \langle B^2 \rangle$$

auquel est associé l'incertitude :

$$\sigma_{\delta\nu_{zeeman}^{(2)}} \simeq 2K_Z^{(2)} \langle B \rangle \sigma_{\langle B \rangle}$$

On voit que l'on a intérêt à ce que le champ soit le plus homogène possible, mais aussi que sa valeur soit la plus petite possible. Il faut aussi qu'il soit stable au cours du temps pour pouvoir corriger correctement de l'effet Zeeman du second ordre. La zone d'interrogation est protégée de l'extérieur par trois couches de blindages magnétiques cylindriques. Par ailleurs, le champ magnétique sur l'ensemble de la fontaine est contrôlé et asservi grâce à une sonde de champ magnétique. L'ensemble du dispositif à vide est protégé de l'extérieur par deux couches mu-métal de forme hexagonale. Des mesures montrent, qu'entre la base de la fontaine et la zone d'interrogation, le champ est compris entre 10 mG et 2 mG. Un point important est qu'il ne doit pas changer de signe pour éviter des transitions de Majorana (cf. paragraphe 1.4).

Le champ ambiant.

La pièce où se trouve FO2 est pratiquement à la verticale des lignes 4 et 6 du métro et de la ligne B du RER. La majorité des perturbations magnétiques est dues à leurs activités. La partie gauche de la figure 6.5 montre un exemple de mesure de la composante verticale du champ sur un weekend, on y distingue parfaitement la différence entre le jour et la "nuit". Cette dernière correspond à la période de 1h00 à 5h00, qui concorde bien avec la cessation d'activité du RER et du métro. La valeur moyenne du champ vertical dirigé vers le bas dans la pièce est de ~ 370 nT. La figure de droite donne l'écart type d'Allan en valeur relative du champ magnétique sur l'ensemble du weekend (Δ), celle du champ pour la nuit de samedi à dimanche (\blacksquare) et celle du jour de dimanche (\bullet). Pour une constante de temps supérieure à une trentaine de secondes la stabilité est environ 10 fois meilleure la nuit que le jour.

Asservissement du champ le long de la fontaine.

Les blindages magnétiques hexagonaux font un premier écrantage des fluctuations du champ ambiant. Une série de quatre bobines hexagonales sont disposées le long de la fontaine à l'intérieur du deuxième blindage et

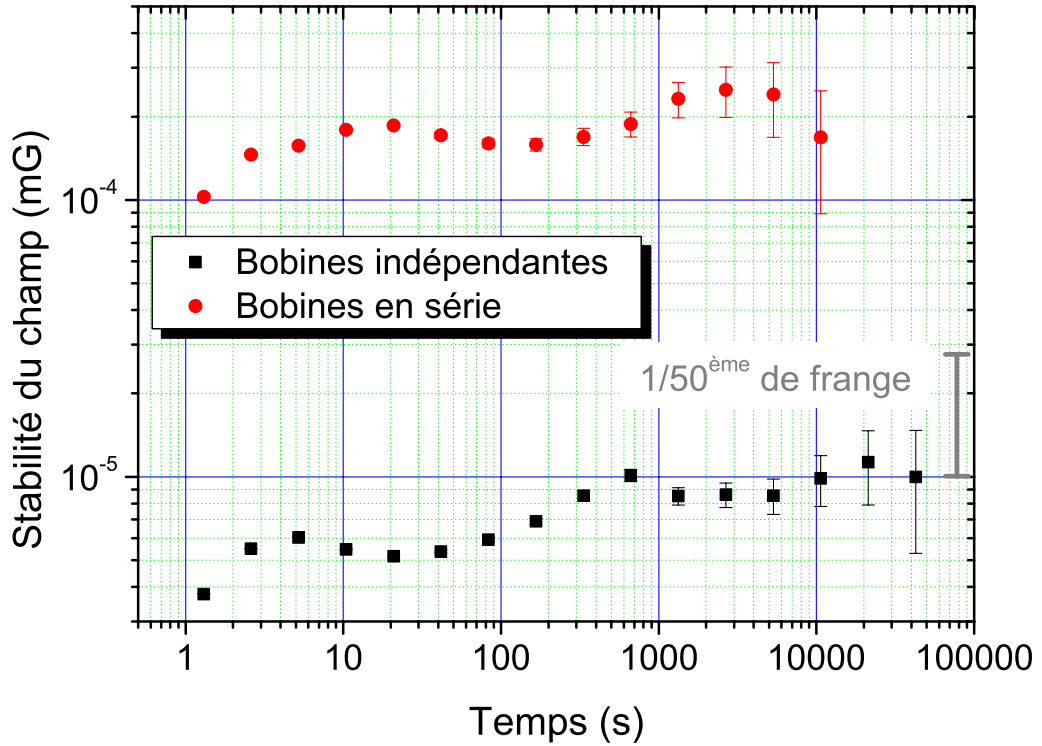


FIG. 6.6 – Écarts type d'Allan obtenus par asservissement sur la frange centrale de la transition $|3;1\rangle \rightarrow |4;1\rangle$ à la hauteur standard. La courbe (●) donne la stabilité avec le même asservissement proportionnel appliqué aux bobines. La courbe (■) lorsque chacune des quatre bobines disposent de son propre gain proportionnel. On a constaté une amélioration de près d'un facteur trente par rapport à situation (●). Est aussi représenté ce à quoi correspond $1/50^{\text{ème}}$ de frange la centrale.

permettent d'appliquer un champ. Une sonde de champ magnétique est disposée non loin de la zone de capture et permet d'effectuer un asservissement proportionnel grâce à ces quatre bobines. La figure 6.6 représente l'écart type d'Allan des fluctuations de $\langle B \rangle$ à la hauteur standard. On accède directement aux fluctuations du champ magnétique à cette hauteur. La courbe (●) donne la stabilité avec l'asservissement proportionnel appliqué aux bobines mises en série. Ce dispositif permet de gagner un facteur 10 sur la stabilité du champ. La mesure des instabilités du champ à plusieurs hauteurs conduit à des stabilités très différentes. Cela nous a conduit à modifier l'électronique de l'asservissement pour pouvoir appliquer un gain indépendant pour chaque bobine (■). Après ajustement de chacun des gains, on a constaté une amélioration de près d'un facteur trente par rapport à la situation (●) ce qui

nous conduit à une instabilité court terme inférieure au pT ! Ceci est encore loin du bruit de mesure potentiel ($\sim 10^{-15}$ T), la fontaine constitue donc un excellent magnétomètre. Il est aussi représenté ce à quoi correspond 1/50^{ème} de frange centrale, on constate qu'avec la stabilité de champ que l'on a, il est impossible de perdre la frange centrale quelque soit l'échelle de temps.

6.1.3 Suivi automatisé du champ magnétique.

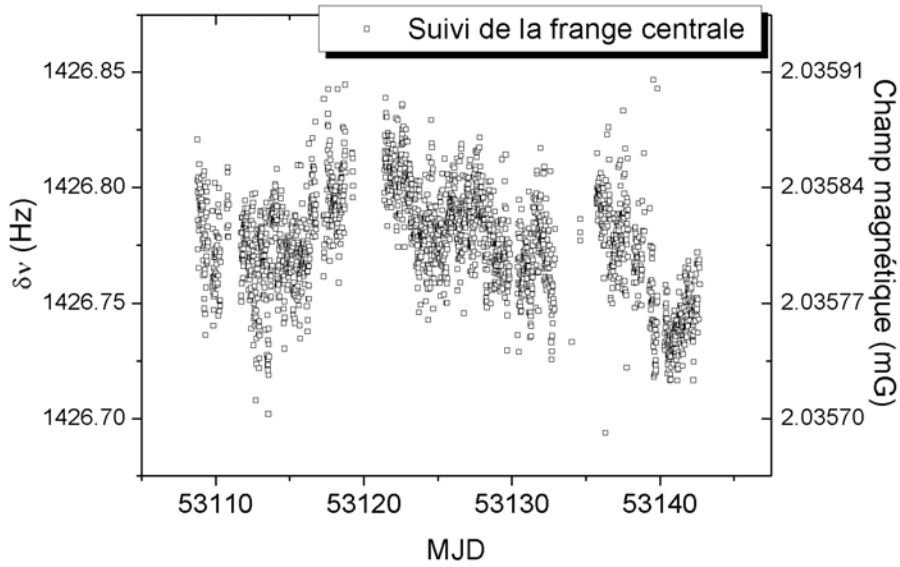


FIG. 6.7 – *Exemple de mesure toutes les 15 min du centre de la frange centrale sur 40 jours. Les fluctuations du champ sont comprises dans 0.14 Hz ($2 \cdot 10^{-4}$ mG, ou encore 20 pT, soit une instabilité de fréquence relative de $\sim 3 \cdot 10^{-17}$) pour une déviation standard de 0.022 Hz.*

Dès lors, il est envisageable d'effectuer une vérification automatisée, avec une période assez longue pour ne pas nuire au fonctionnement normal de la fontaine. Toutes les 15 min, nous allons sonder la frange centrale de la transition $|3; 1\rangle \rightarrow |4; 1\rangle$, et par un "fit" automatique, nous enregistrons sur le PC de la fontaine l'évolution temporelle du champ magnétique. La figure 6.7 rend compte de ce type de suivi du champ, et permet de mettre une borne supérieure sur la fluctuation de ce dernier. Sur cette période de 40 jours, elles sont comprises dans 0.14 Hz ($2 \cdot 10^{-4}$ mG, ou encore 20 pT, soit une instabilité de fréquence relative de $\sim 3 \cdot 10^{-17}$) pour une déviation standard de 0.022 Hz. Cette contribution est devenue marginale pour le bilan d'exactitude de FO2.

6.2 FO2, un étalon primaire et secondaire de fréquence ultra-stable.

La fontaine double a particulièrement bénéficié de l'arrivée de l'OCRS au laboratoire. La proximité des deux horloges permet de transférer, en direct le signal à ~ 12 GHz vers la chaîne de synthèse double Rb-Cs et ainsi de profiter d'un signal d'interrogation à très faible bruit de phase. Par ailleurs, le perfectionnement du chargement de la mélasse de césium, a permis d'accroître le rapport signal à bruit et la stabilité de fréquence.

6.2.1 Mesures de stabilités de fréquence avec FO2.

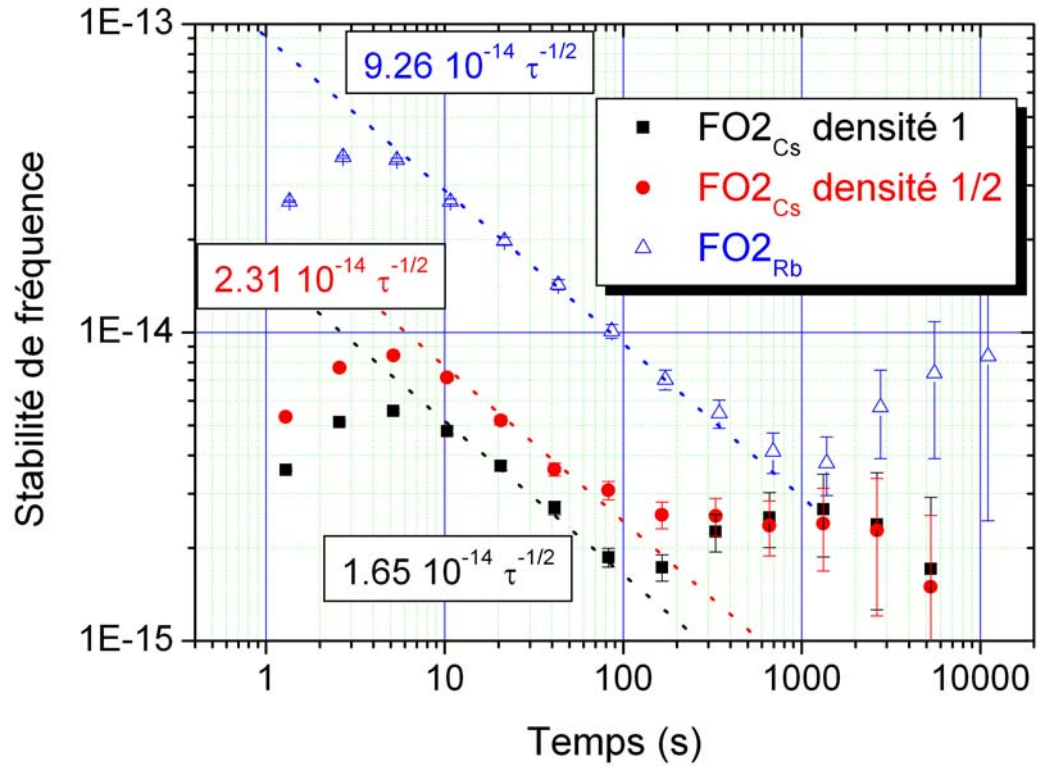


FIG. 6.8 – Écarts type d'Allan de la fontaine double pour haute (■) et basse densité (●) d'atomes. La stabilité à une seconde de la haute densité est de $\sigma_y^{HD}(1\text{ s}) = 1.65 \cdot 10^{-14}$. L'écart type d'Allan de la fontaine FO2_{Rb} (Δ) donne une stabilité à une seconde de $\sigma_y(1\text{ s}) = 9.26 \cdot 10^{-14}$.

Stabilité de FO2_{Cs}.

Afin d'obtenir la meilleure stabilité possible nous utilisons la fontaine en chargeant la mélasse avec le collimateur de jet atomique durant 300 ms, ce qui nous permet de lancer $\sim 10^9$ atomes. De plus, nous utilisons la chaîne de synthèse double à très bas bruit pour générer le signal d'interrogation des atomes à partir du signal de l'OCRS. La figure 6.8 représente les écarts type d'Allan de la fontaine double pour haute et basse densités d'atomes. La stabilité à une seconde pour la haute densité (■) est de $\sigma_y^{HD}(1\text{ s}) = 1.65 \cdot 10^{-14}$, alors que celle à densité 1/2 (●) est de $\sigma_y^{BD}(1\text{ s}) = 2.31 \cdot 10^{-14}$. Le rapport $\sigma_y^{HD}(1\text{ s})/\sigma_y^{BD}(1\text{ s}) \sim 1/\sqrt{2}$ ce qui traduit le fait que nous sommes proche du bruit de projection quantique. Dans ce cas la stabilité ne dépend plus des bruits techniques et peut s'écrire comme

$$\sigma_y^2(\tau) = \frac{1}{N_{at}} \frac{1}{\pi^2 Q_{at}^2} \frac{t_{cycle}}{\tau}$$

où, Q_{at} , est la facteur de qualité de la résonance atomique. Connaissant $\sigma_y^{HD}(1\text{ s})$ et $\sigma_y^{BD}(1\text{ s})$ on peut alors trouver le nombre d'atomes détectés de manière absolue. Dans notre cas on trouve $N_{at}^{HD} \simeq 5.3 \cdot 10^6$ atomes.

La stabilité haute densité est une amélioration d'un facteur 4.4 par rapport à nos résultats de 1999 [100].

Stabilité de FO2_{Rb}.

Le cas du rubidium est moins favorable, car nous ne disposons pas de collimation du jet. L'efficacité de chargement de la mélasse optique est moins bonne. En pratique nous lançons entre cinq à dix fois moins d'atomes que pour le césium. Nous utilisons aussi l'OCRS comme oscillateur d'interrogation. La figure 6.8 trace aussi l'écart type d'Allan de la fontaine FO2_{Rb} (Δ). La stabilité à une seconde est de $\sigma_y(1\text{ s}) = 9.26 \cdot 10^{-14}$ est principalement limitée par le nombre d'atomes détectés. Remarquons qu'il y a au moins dix fois moins d'atomes de rubidium capturés que d'atomes de césium, on s'attend donc à ce que la stabilité soit dégradée d'au moins $\sqrt{10}$ par rapport à celle FO2_{Cs}, ce qui est bien dans les ordres de grandeurs observées.

Remarques — La stabilité $\sigma_y^{HD}(1\text{ s}) = 1.65 \cdot 10^{-14}$ de FO2_{Cs} est actuellement la meilleure pour un étalon primaire de fréquence, elle est un peu plus de quatre fois meilleure que celle d'un maser à hydrogène et permet d'atteindre $\sim 10^{-16}$ en un jour. Il semble que nous ayons, plus ou moins, atteint les limites de la fontaine à césium. Comme nous sommes en général à 10 ou 20% du bruit de projection quantique, si nous voulons gagner de manière significative sur

la stabilité court terme, il faut augmenter de manière considérable le nombre d'atomes. Cette augmentation se fera au détriment de la stabilité moyen et long terme *via* les fluctuations du déplacement collisionnel. L'augmentation du déplacement collisionnel sera telle, que l'incertitude liée à sa correction (0.5% de l'effet) dégradera de manière inacceptable l'exactitude de FO2_{Cs}. Nous pensons être dans la situation où nous avons le bon compromis entre la stabilité court terme et l'exactitude. La stabilité $\sigma_y(1\text{ s}) = 9.26 \cdot 10^{-14}$ est elle aussi la meilleure pour un étalon à rubidium. En revanche, nous pourrions l'améliorer en augmentant le nombre d'atomes capturés grâce à l'installation d'un MOT-2D. Le déplacement collisionnel du rubidium est entre 50 et 100 fois plus faible que celui du césium. Le compromis entre la stabilité court terme et l'exactitude pourra être trouvé à plus grand nombre d'atomes ce qui permet d'espérer une stabilité court terme au moins équivalente à celle de FO2_{Cs}, voir meilleure.

6.3 Le bilan d'exactitude de FO2.

Nous sommes maintenant en mesure de dresser le bilan d'exactitude de la fontaine double. Je ne détaillerai que celui de la partie césium, qui est celui qui a le plus fait l'objet d'améliorations. Pour l'essentiel, aucune nouvelle évaluation n'a été conduite sur FO2_{Rb} depuis le bilan publié en 2003 [64].

Les incertitudes associées aux effets répertoriés ci-dessous, ainsi que celles déterminées aux paragraphes 1.4 et 2.4.3, sont reportées dans le tableau 6.1.

▷ Effet Zeeman quadratique. Au paragraphe 6.1.3, nous avons vu que le champ dans la zone d'interrogation est stabilisé par un asservissement et qu'en plus il est enregistré toutes les 15 min. Les bornes supérieures des fluctuations de fréquence Zeeman vont typiquement de 0.14 Hz à 0.18 Hz sur des périodes de 30 à 40 jours. La déviation standard est inférieure à ± 0.1 Hz, ce qui conduit à majorer l'incertitude sur l'effet Zeeman du second ordre par $0.3 \cdot 10^{-16}$.

▷ Le rayonnement du corps noir. Un ensemble de trois thermistances RPT 100 est disposé le long du tube à vide et permet de mesurer sa température et son gradient toutes les 15 min. La température moyenne est de l'ordre de 25.5 °C, alors que le gradient est inférieur à 1 °C sur le trajet des atomes, ce qui conduit à une incertitude de $2.5 \cdot 10^{-16}$.

▷ Le déplacement collisionnel et le "cavity pulling". Le chapitre 3 détaille la manière dont nous procédons pour évaluer le déplacement collisionnel et le

cavity pulling, grâce à une combinaison de sélection par passage adiabatique et de méthode différentielle. Ce qui en fait une combinaison d'incertitude de type A (qui dépend de la statistique de la mesure différentielle) et de type B (qui dépend de l'incertitude systématique associée à la méthode de sélection par passage adiabatique). La valeur de la première dépend de la durée de la mesure et de la stabilité de la fontaine, la seconde a été évaluée aux environs de $3 \cdot 10^{-3}$ au paragraphe 4.8, mais nous avons décidé de manière conservatrice de la porter à 0.5 %.

▷ Pureté spectrale, perturbations synchrones et fuites de la micro-onde. Pour cela, nous avons effectué une évaluation de l'amplitude combinée des trois effets, en faisant varier la puissance micro-onde (tout en mesurant les collisions). Ceci à nécessité une mesure différentielle quadruple pour laquelle on a fait varier la densité de 1 à 1/2 pour une puissance micro-onde d'une impulsion π , et une autre, 9 fois plus élevée de $3\pi/2$ (une telle mesure a aussi été menée pour le rubidium en 2004). La différence mesurée entre $3\pi/2$ et $\pi/2$ est négligeable et largement dominée par l'incertitude statistique de la mesure qui vaut $4.5 \cdot 10^{-16}$. Nous sommes actuellement dans l'incapacité de démêler la contribution des fuites de celles des perturbations synchrones et de celles des impuretés du spectre. Nous bornerons donc l'effet à $4.5 \cdot 10^{-16}$, sans tenir compte de la puissance.

▷ Effet des collisions avec la gaz résiduel. Effet des collisions entre le gaz résiduel, constitué d'atomes et de molécules à température ambiante, avec les atomes froids du nuage.

Dans la zone de capture sont principalement présent H_2 et N_2 . On trouve dans [81] la valeur du déplacement de fréquence induit par ces espèces sur les atomes de Cs et de Rb chauds. Pour une pression de gaz résiduel de quelques 10^{-9} Pa, on trouve un effet inférieur à 10^{-16} . Notons que cette évaluation est très pessimiste, car elle est faite pour le cas de collisions entre particules chaudes, bien plus énergétiques que les atomes de la mélasse.

En guise de transition — La fontaine FO2_{Cs} est, à ce jour, l'étalon primaire de fréquence ayant la meilleure stabilité et la meilleure exactitude. La suite de ce manuscrit s'attache à montrer l'aspect métrologique de la fontaine. Ce n'est donc pas qu'un outil de recherche, mais c'est aussi, un instrument concourant à réaliser la seconde et l'échelle de temps atomique internationale (TAI).

	FO2_{Cs} ($\times 10^{-16}$)	FO2_{Rb} ($\times 10^{-16}$)
Effet Zeeman du 2 ^{ème} ordre	$1\,927.30 \pm 0.30$	$3\,207.00 \pm 4.70$
Rayonnement du corps noir	-168.20 ± 2.50	-127.00 ± 2.10
Collisions et cavity pulling	-357.50 ± 2.00	0.00 ± 1.00
Spectre et fuites micro-onde	< 4.50	< 2.76
Effet Doppler du 1 ^{er} ordre	< 3.80	< 3.80
Déplacement Ramsey et Rabi	< 1.00	< 1.00
Effet de recul	< 1.00	< 1.00
Effet Doppler du 2 ^{ème} ordre	< 0.08	< 0.08
Collisions avec le gaz résiduel	< 1.00	< 1.00
Incertitude totale	± 6.6	± 7.2

TAB. 6.1 – *Bilan d'incertitudes (en fréquences relatives) pour FO2_{Cs} et FO2_{Rb}.*

6.4 Comparaisons locales de fontaines.

Nous avons comparé la fontaine double avec la fontaine mobile à l'été 2003, puis avec FO1 au printemps 2004 en utilisant le dispositif de dissémination du signal de la figure 6.9.

6.4.1 Protocole de comparaison.

Nous avons vu au chapitre 5.4 une manière de comparer des fontaines *via* un oscillateur local lors des comparaisons Rb–Cs. Nous avons aussi constaté que les masers sont susceptibles de modifier violemment leurs fréquences, et qu'en conséquence, il fallait synchroniser les dates de début et de fin de nos mesures. Il est suffisant de synchroniser au quart d'heure près des mesures longues de quelques dizaines d'heures, mais si l'on veut rejeter totalement l'oscillateur d'interrogation, il faut aller plus loin.

Synchronisation la référence de temps des fontaines.

L'idée est de comparer les fontaines quasiment cycle à cycle. Il faut être capable de synchroniser les références de temps de chacune des fontaines à mieux qu'un cycle d'horloge. Nous avons choisi de synchroniser les horloges des PC de contrôle des fontaines par le réseau interne du laboratoire. Pour

cela nous avons utilisé le protocole NTP [101] qui nous a permis de nous référencer à l'échelle de temps UTC de l'Observatoire de Paris, UTC(OP). C'est le Temps Universel Coordonné, identique au TAI, mais qui comprend des secondes intercalaires traduisant l'écartement entre le temps astronomique et le temps atomique (32 s depuis 1998). Chaque fontaine enregistre à chaque cycle, la date UTC(OP), une correction de fréquence et divers paramètres.

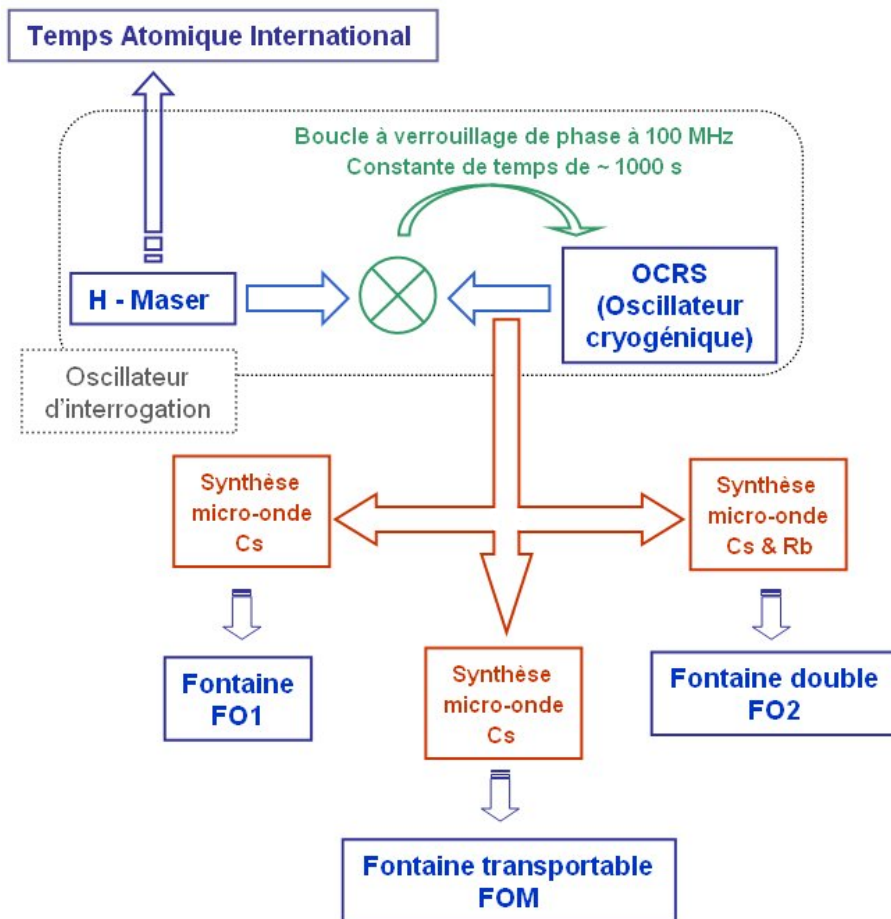


FIG. 6.9 – Distribution du signal de "l'oscillateur d'interrogation" au SYRTE. Un maser à hydrogène filtré par l'OCRS grâce à une boucle à verrouillage de phase avec une constante de temps de ~ 1000 s (cf. paragraphe 2.2.4) est distribué aux trois fontaines atomiques.

Traitement *a posteriori* des données.

On corrige les données de tous les effets récapitulé dans le tableau 6.1, pour haute et basse densité.

Ce qui fournit des données corrigées et référencées en temps pour chacune des trois fontaines du laboratoire. On ne peut cependant pas faire de comparaisons cycle à cycle des fontaines, car chacune à un temps de cycle différent. On fait alors, des moyennes sur des paquets de données dont la durée peut être variée entre 100 et 500 s. On se retrouve avec des collections d'étalonnage de l'oscillateur d'interrogation (quartz ou OCRS asservi sur un maser), dont la durée et la date centrale est parfaitement connue. On calcule la variance différentielle sur les paquets synchrones. Ceux qui ne le sont pas sont éliminés.

6.4.2 Campagne de mesures.

La figure 6.10 représente la comparaison 2003, entre la fontaine mobile et la fontaine double. La synchronisation est faite sur des paquets de 250 s. L'oscillateur d'interrogation était un de nos maser. La stabilité de la fontaine FOM (●), est de $1.9 \cdot 10^{-13}$ à 1 s et est principalement limitée par le bruit de sa détection et l'oscillateur d'interrogation qui était un quartz asservi sur un maser. La stabilité de FO2_{Cs} (■) est de $1.4 \cdot 10^{-13}$ à 1 s et est limitée par l'oscillateur d'interrogation (les données haute et basse densité sont présent en compte). La dérive sur les temps longs résulte de deux contributions : la mise bout à bout de données séparées par des temps morts et la dérive du maser.

La variance différentielle des deux fontaines (Δ) se moyenne comme du bruit blanc de fréquence jusqu'à $\sim 2 \cdot 10^{-16}$. On note au passage que la réjection de la dérive "traduit" le fait que la synchronisation est efficace, autrement dit, que l'oscillateur d'interrogation est bien éliminé. La stabilité différentielle est de $2.3 \cdot 10^{-13}$, ce qui correspond bien à la somme quadratique des deux fontaines séparées. La "bosse" vers 20 000 s n'est pas comprise à ce jour. La différence de fréquence entre les deux fontaines est de $(2.2 \pm 1.2) \times 10^{-15}$, où l'incertitude est dominée par les exactitudes des fontaines (l'exactitude de FOM est donnée par le tableau 5.1). Nous ne savons pas à quoi attribuer cette différence.

Une autre campagne de comparaisons a été conduite en 2004 entre FO2 et FO1 [102]. L'oscillateur d'interrogation est alors l'OCRS, ce qui permet d'atteindre une stabilité à une seconde, sur les données corrigées (haute et basse densité), de $2.8 \cdot 10^{-14}$ pour FO2 et de $4.2 \cdot 10^{-14}$ pour FO1. La synchronisation a été faite sur des paquets de 100 s.

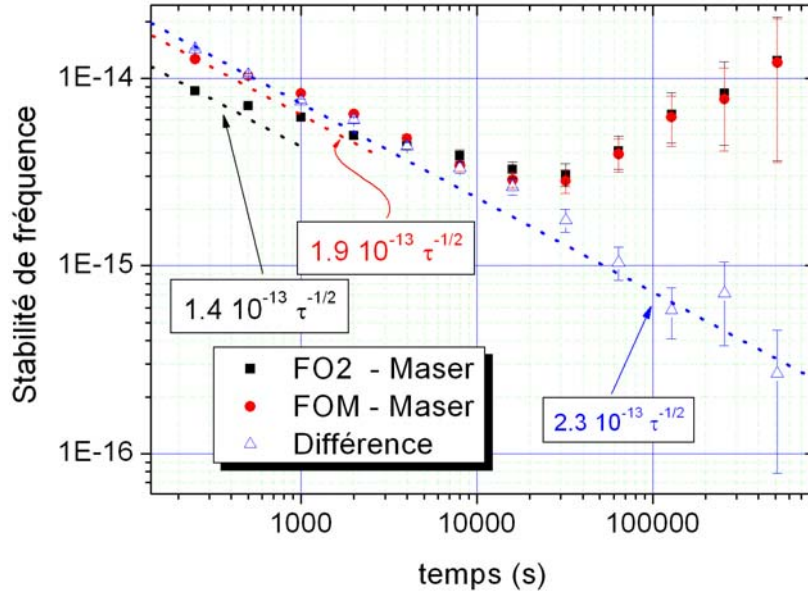


FIG. 6.10 – Comparaison de 2003 entre la fontaine mobile et le maser (●) et la fontaine double et le maser (■). La variance différentielle des deux fontaines (Δ) se moyenne comme du bruit blanc de fréquence jusqu'à $\sim 2 \cdot 10^{-16}$.

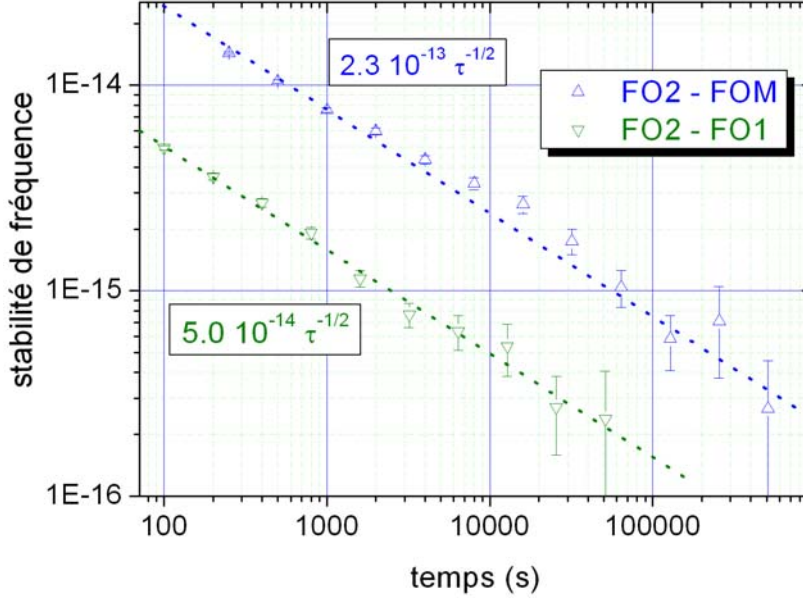


FIG. 6.11 – Variance différentielle entre FOM et FO2 (Δ) de la figure précédente et la variance différentielle de FO1 et FO2 (▽) qui se moyenne comme du bruit blanc de fréquence (après correction du déplacement collisionnel et des effets systématiques).

La figure 6.11 reprend la variance différentielle entre FOM et FO2 (Δ) de la figure précédente. Elle trace aussi la variance différentielle de FO1 et FO2 (∇) qui se moyenne comme du bruit blanc de fréquence ³ jusqu'à $2 \cdot 10^{-16}$. La stabilité à une seconde est de $5 \cdot 10^{-14}$, ce qui correspond à la somme quadratique des stabilités des deux fontaines. La différence de fréquence entre les deux fontaines est de $(0.4 \pm 1.1) \times 10^{-15}$, ce qui est compatible avec zéro compte tenu des exactitudes des deux fontaines ⁴.

On voit, là encore, l'intérêt d'avoir un bon oscillateur d'interrogation comme l'OCRS, puisque la comparaison FO1-FO2 arrive au même niveau de résolution que la comparaison FOM-FO2 en 10 fois moins de temps !

6.5 Contribution à la réalisation des échelles de temps atomique.

Une partie importante de notre travail, notamment vis à vis du Bureau National de Métrologie (BNM) [103] et du Bureau International des Poids et Mesures (BIPM) [104], est la contribution à la réalisation du Temps Atomique International (TAI) et du Temps Atomique Français (TAF). Les étalons primaires de fréquence réalisent la seconde par définition. Pour ce faire nous effectuons régulièrement une calibration d'un de nos deux maser à hydrogène, qui sont comparés en permanence au TAI (cf. figure 6.9) et à UTC(OP).

6.5.1 Les différentes échelles de temps.

▷ **Échelles de temps dynamiques.** Ce sont les échelles de temps basées sur la mesure de la course des astres. L'échelle de Temps Universel, UT1, est basée sur la rotation de la Terre autour de son axe polaire. 24h00 de UT1 correspond à la durée moyenne d'un jour. La phase origine 0h00, correspond à minuit sur le méridien de Greenwich. L'échelle de Temps des Éphémérides, ET, est basée sur la rotation de la Terre autour du Soleil. La phase origine de ET coïncide avec UT1, le 01/01/1900 à 12h00.

▷ **Le TAI et l'EAL.** C'est la coordonnée de repérage temporel établie par le BIPM, sur la base des indications d'horloges atomiques fonctionnant dans divers établissements conformément à la définition de la seconde. Pour ce faire, chaque laboratoire doit disposer de sa propre échelle de Temps Atomique

³ A noter que cela nous permet d'affirmer, que le palier de la courbe (Δ) de la figure 2.9 au delà de 1 000 s, est dû au maser et non à la fontaine (toutes conditions égales par ailleurs).

⁴ L'exactitude de FO1 a été évaluée en 2004 à $7.5 \cdot 10^{-16}$ [102].

locale (dans notre cas TA(OP)), qui doivent être intercomparées. Cela représente 250 horloges réparties dans 60 laboratoires à travers le monde. L'Échelle Atomique Libre, EAL, est la moyenne pondérée de ces diverses échelles. Cependant, l'EAL, n'est pas en accord avec la seconde SI puisqu'elle inclut toutes sortes d'horloges atomiques. Le TAI est obtenu en faisant des ajustement de l'EAL à l'aide d'étalons primaires, et fait l'objet d'une publication mensuelle par le BIPM (circulaire T). La stabilité et l'exactitude du TAI sont de l'ordre de $2 \cdot 10^{-15}$ sur un mois. Le TAF est équivalent, mais il ne prend en compte dans son calcul, que des laboratoires français.

▷ UTC(OP). C'est l'échelle de Temps Universelle Coordonnée (de l'Observatoire de Paris), elle fait la correspondance entre UT1 et le TAI. C'est une unité de temps identique au TAI, mais avec l'insertion de secondes intercalaires pour tenir compte de la dérive de UT1 par rapport au TAI. Dès que les deux échelles diffèrent de plus de 0.9 s, il faut ajouter ou retirer une seconde à UTC(OP).

Les figures 5.4 et 5.3 sont des exemples d'étalonnages de masers. Il s'agit de suivre l'évolution de sa fréquence sur une période de 30 à 40 jours. La durée typique de chaque point est d'une demi-journée à deux jours. Les temps morts peuvent être accidentels (dysfonctionnement d'un laser, de la micro-onde, coupure de courant) ou bien intentionnels. Dans ce derniers cas, il s'agit d'assurer la maintenance de la fontaine (alignement de l'optique, carte de champ ...) et l'arrêt est inférieur à 30 min.

6.5.2 Étalonnages de masers.

La figure 6.12 fait le sommaire des calibrations de masers envoyées au BIPM depuis un peu moins de deux ans. Ces mesures ont été effectuées par trois étalons primaires de fréquence, le Jet à Pompage Optique (JPO) (\times), les fontaines FOM (\square) et FO2_{Cs} (\blacktriangle) qui ont calibrés alternativement (ou simultanément) nos deux masers. On constate que pour les mesures synchrones les trois étalons sont en bon accord. Le maser 805 présente une dérive forte et qui change de signe au cours du temps. La dérive la plus forte est de $\sim 10^{-15}$ jour⁻¹. En revanche le maser 816 semble présenter une dérive plus faible et linéaire de l'ordre de $9.8 \cdot 10^{-17}$ jour⁻¹.

Le tableau 6.3 fait état des calibrations de masers effectuées par FO2_{Cs} durant ma thèse. On trouve la durée de la calibration, elle ne peut être qu'un multiple de 5 jours, dont la date de début en MJD commence par un 4 ou un 9. La valeur moyenne de la fréquence du maser sur cette période de mesure $\langle \nu \rangle_{\text{Maser-FO2}}$ est donnée en unité de 10^{-16} comme toutes les autres fréquences relatives de ce tableau. σ_A et σ_B sont les incertitudes de type A

Année	Période MJD	$\langle \nu \rangle_{\text{Maser-FO2}}$	σ_B	σ_A	$\sigma_{\text{lien-maser}}$	$\sigma_{\text{lien-TAI}}$	σ_{total}	$\nu_{\text{FO2}} - \nu_{\text{TAI}}$	$\nu_{\text{EAL}} - \nu_{\text{FO2}}$	P_{EAL}^\dagger
2002	52 579–52 584	Maser 816								
	Novembre	2 761.6	8.00	24.00	1.00	60	65	72	6 928	—
	52 604–52 619	Maser 816								
	Décembre	2 804.0	8.00	15.00	1.00	20	27	158	6 823	—
	56 699–57 734	Maser 816								
	Mars	2 915.0	5.20	2.30	7.20	9	13	85	6 894	—
2003	52 764–52 789	Maser 805								
	Mai	6 271.6	6.34	2.20	13.00	12	19	18	6 933	—
	52 824–52 829	Maser 805								
	Juillet	6 898.6	5.47	6.13	1.16	60	61	73	6 887	—
	52 884–52 909	Maser 805								
	Septembre	7 455.6	6.00	1.50	2.50	12	14	79	6 881	0.0007
2004	53 014–53 044	Maser 805								
	Janvier	6 825.7	8.00	2.00	5.00	10	14	75	6 862	0.0044
	53 109–53 129	Maser 805								
	Avril	6 641.9	6.40	0.44	1.80	15	16	41	6 879	0.0027
	53 129–53 149	Maser 805								
	Mai	6 645.4	6.20	0.45	2.20	15	16	49	6 871	0.0242
	53 119–53 224	Maser 816								
	Juillet	3 3378.5	6.50	0.57	1.92	12	14	26	6 876	0.6549

TAB. 6.3 – *Étalonnage des masers 140 816 et 140 805 par FO2 ($\times 10^{-16}$). († circulaire T de août 2004.)*

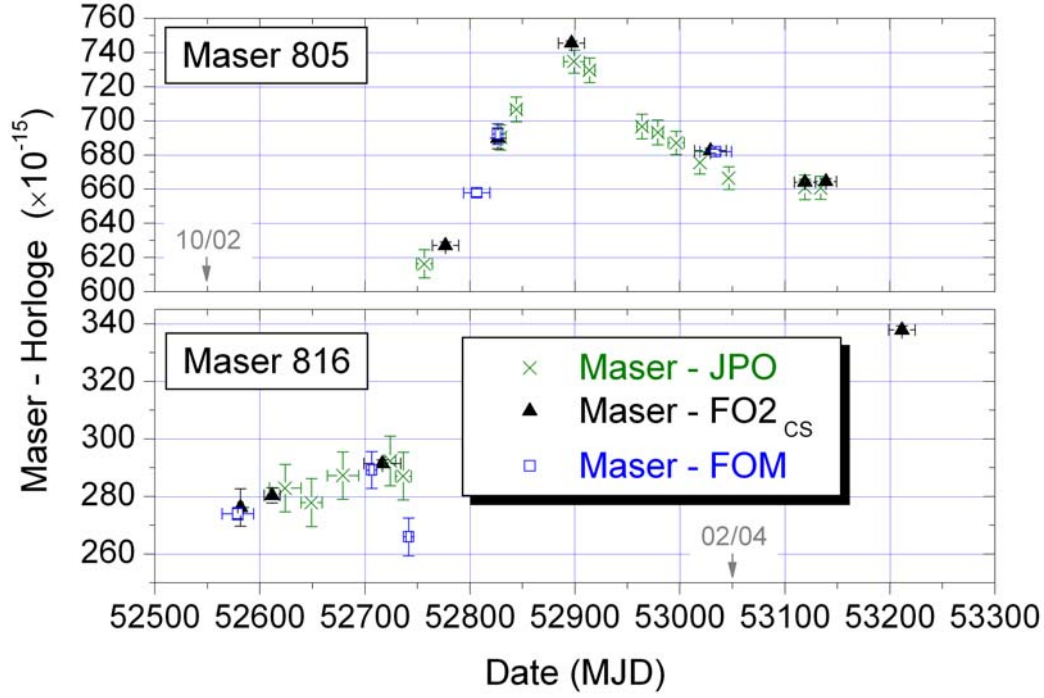


FIG. 6.12 – *Sommaire des calibrations de maser envoyées au BIPM sur une durée proche de deux ans. Ces mesures ont été conduites par trois étalons primaires de fréquence, le Jet à Pompage Optique (JPO) (\times), les fontaines FOM (\square) et FO2_{CS} (\blacktriangle) qui ont étalonné alternativement nos deux masers. Les dates sont en MJD et les différences de fréquences relatives sont en unité de 10^{-15} .*

et B. $\sigma_{\text{lien-maser}}$ tient compte des erreurs dues à la dissémination locale de la fréquence du maser (câbles etc). Cela tient compte de l'incertitude associée à la dérive du maser durant les temps mort de la mesure (*i.e.* pendant que la fontaine ne calibre pas le maser). $\sigma_{\text{lien-TAI}}$ incertitude du transfert de temps entre le maser et le TAI (lien satellite). P_{EAL} , est le poids attribué à la mesure sur cette période (circulaire T août 2004). On voit que la dernière mesure a contribué à plus de 65 % de l'EAL sur cette période.

La figure 6.13 montre la participation des principales fontaines à l'évaluation de la fréquence de l'EAL. CSF1(PTB) (\circ) est la fontaine allemande [56], F1 (\star) est la fontaine du NIST [55], alors que la fontaine italienne (\diamond) est CSF1(IEN) [105]. Les fontaines sont toutes en accord à 3σ . On a aussi (\times) la dérive de l'EAL par rapport au TAI.

La figure 6.14 représente la différence entre les fontaines et le TAI. On peut voir que, depuis que les fontaines se sont mises à participer, le TAI

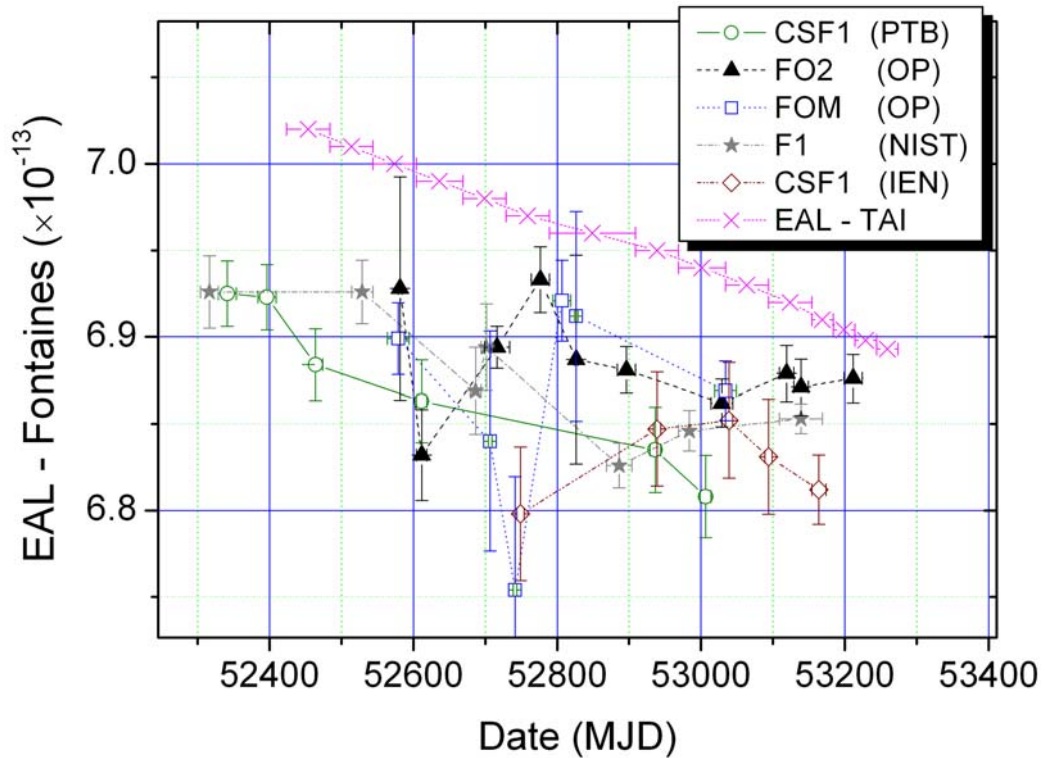


FIG. 6.13 – *Participation des principales fontaines à la réalisation de l'EAL. CSF1(PTB) (\circ) est la fontaine allemande, F1 (\star) est la fontaine du NIST, alors que la fontaine italienne (\diamond) est CSF1(IEN). (\times) est la dérive de l'EAL par rapport au TAI. (Le dernier point de FO2 est en août 2004.)*

se met lentement à les rejoindre. L'explication est que, plus le temps passe et plus les fontaines gagnent en exactitude, plus leur poids est important dans le calcul du TAI par rapport aux autres standards, et plus elles sont nombreuses. Dès lors, les fontaines "pilotent" le TAI. C'est par exemple le cas de notre dernier point, mais aussi de ceux de F1 et CSF1(IEN) ont comptés pour 53 % et 40 % respectivement (sur leurs périodes respectives). On peut remarquer que les premiers points de FO2 sont plus dispersés que les points suivants. L'explication probable c'est qu'il s'agit de mesures courtes avec une sous estimation de l'incertitude des temps morts.

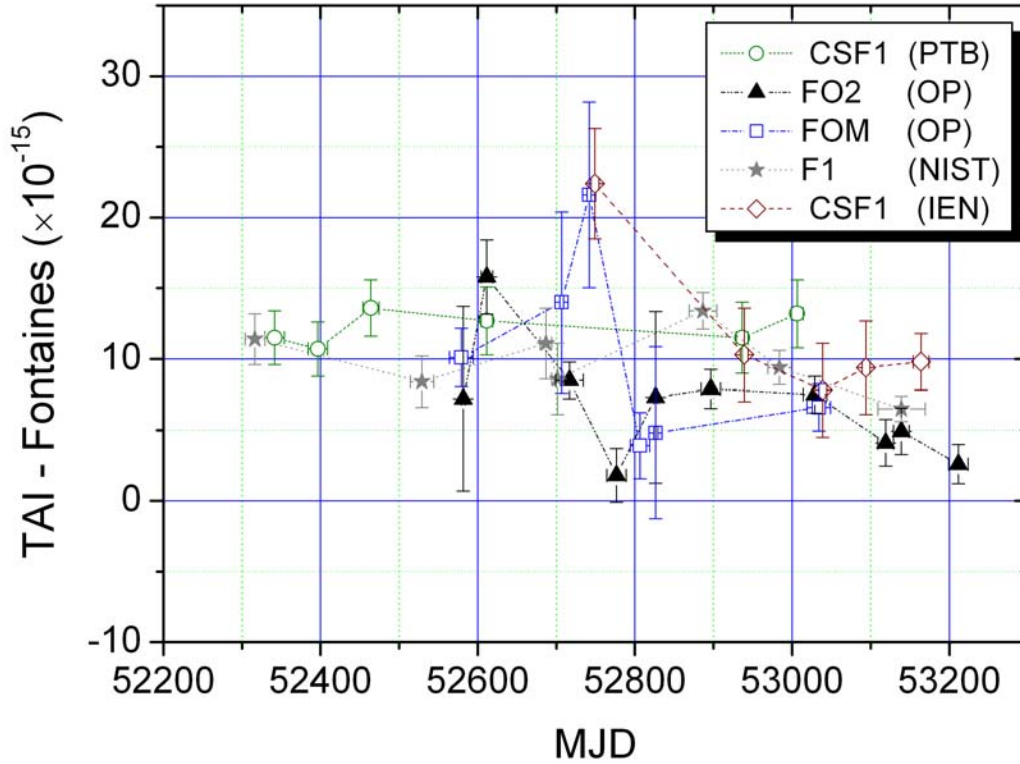


FIG. 6.14 – La figure représente la différence de fréquences relative entre les fontaines et le TAI.

6.6 Comparaisons de fontaines par lien satellitaire.

Nous avons effectué des comparaisons locales entre les trois fontaines du laboratoire *via* la distribution d'un même signal à 100 MHz de maser. Dans le cas où nous voudrions comparer nos fontaines avec celles d'autres instituts de métrologie dans le monde, il est nécessaire d'utiliser une liaison par satellite.

6.6.1 Les systèmes GPS et TWSTFT.

Deux méthodes sont possibles : utiliser le système GPS (Global Positioning System), ou bien le TWSTFT (Two Way Satellite Time and Frequency Transfer).

▷ Le système GPS. Il s'agit d'un système de localisation par satellite mis en place par l'armée américaine dans les années 1970. Il est constitué d'une

constellation de 24 satellites contenant chacun des horloges atomiques pour assurer la synchronisation. La méthode par vue commune permet à deux horloges A et B d'utiliser comme référence de temps T le système GPS. La différence de phase entre A et B est calculée en prenant les différences synchrones $T - A$ et $T - B$.

▷ Le système TWSTFT. C'est une technique qui utilise des satellites géostationnaires de télécommunication pour le transfert de temps et de fréquences. C'est une méthode active, à l'inverse du GPS, un signal est envoyé entre laboratoire *via* les répéteurs d'un satellite en même temps qu'un signal en sens inverse est reçu. Cela permet de réduire au maximum les erreurs systématiques. Le grand désavantage de la méthode est son coût, elle nécessite à la fois un dispositif émetteur et récepteur. De plus il faut louer le temps d'utilisation de satellite [106].

6.6.2 Comparaison entre le SYRTE et la PTB.

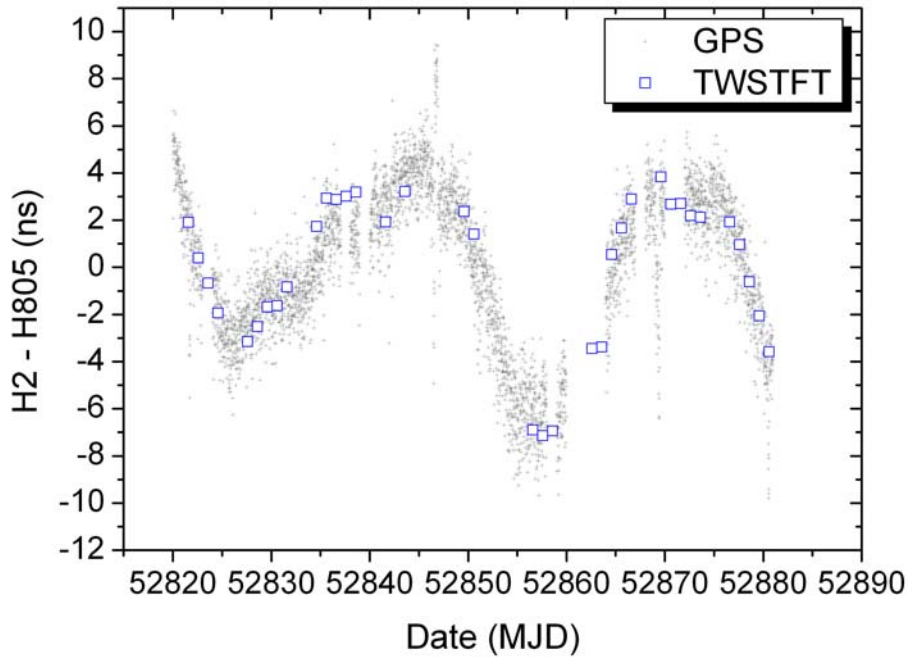


FIG. 6.15 – Différence de phase entre $H2$ (maser de la PTB) et $H805$ (maser du SYRTE), par le biais de comparaisons GPS (+) et TWSTFT (□). (Le MJD 52 820 est le 30/06/03).

En juillet 2003, nous avons effectué une comparaison *via* GPS et TWSTFT

entre nous et la PTB. Cinq horloges étaient impliquées :

- à l’observatoire de Paris : un maser à hydrogène (H805) et les fontaines FO2 et FOM.
- à la PTB, un maser à hydrogène (H2) et la fontaine CSF1.

Comparaison de H2 et H805 par les deux méthodes.

Ce qui est comparé entre les deux laboratoires ce sont les masers. Leur phase relative est comparée continûment par le biais du GPS et est reportée par moyenne d’une heure sur la figure 6.15. Pour des raisons d’économie financière, les mesures TWSTFT ont été limitées à une par jour. Les mesures sont en bon accord, une analyse plus poussée [107] a permis de déterminer que :

$$[\nu_{H2} - \nu_{H805}]_{\text{TWSTFT}} - [\nu_{H2} - \nu_{H805}]_{\text{GPS}} = (11.3 \pm 27.1) 10^{-16}$$

Ce résultat est compatible avec une différence nulle, ce qui confirme que les deux méthodes sont en accord.

Comparaison de fontaines.

Durant une période de onze jours, FO2 et FOM ont mesuré continûment le maser H805. Cette mesure a donné lieu à une comparaison locale entre FO2 et FOM (Δ) reportée sur la figure 6.16. En même temps CSF1 a elle aussi calibré son propre maser. Connaissant la différence moyenne de fréquence entre les deux masers sur cette période, il est possible de trouver la différence relative de fréquence entre les trois fontaines pour chacune des deux méthodes.

La différence sur la comparaison locale entre FOM et FO2 est de $(21 \pm 12) 10^{-16}$ ce qui est relativement important, et inexpliquée jusqu’à présent mais reste en accord à 2σ . FO2 et CSF1 sont en bon accord sur la mesure GPS (\blacksquare) et présentent une petite différence sur la mesure TWSTFT (\bullet). Le désaccord entre FO2 et FOM se retrouve sur la comparaison FOM–CSF1. La figure 6.17 représente la différences entre les fontaines FO2, FOM et CSF1 (en prenant la moyenne des résultats des méthodes GPS et TWSTF), et en choisissant comme référence FOM.

Une comparaison longue des deux masers semble indiquer que le bruit du lien deviendrait négligeable devant les incertitudes systématiques de fontaines pour une période de dix jours. Il est cependant difficile de mobiliser les ressources de plusieurs laboratoires pour de telle durées. Une alternative intéressante est le transfert de fréquence par lien optique [108].

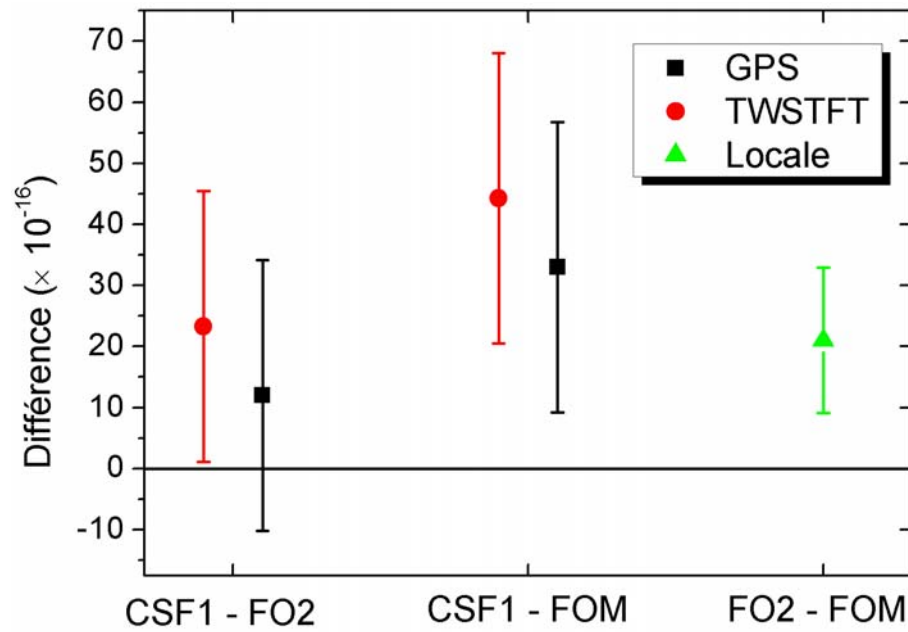


FIG. 6.16 – Comparaison entre les fontaines FOM et FO2 du BNM-SYRTE et CSF1 de la PTB, grâce aux méthodes GPS et TWSTFT.

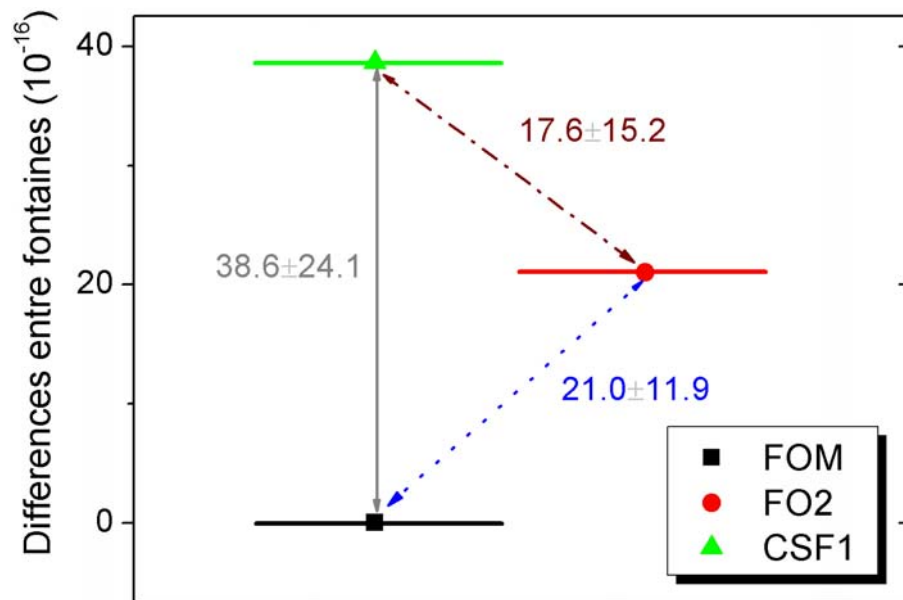


FIG. 6.17 – Différences entre les fontaines FO2, FOM et CSF1 (en prenant la moyenne de résultats des méthodes GPS et TWSTFT), et en choisissant comme référence FOM. Les trois fontaines sont en accord à 2σ .

Conclusions

Durant ces trois années de thèse, la fontaine double a démontré des stabilités et des exactitudes remarquables. Elle a fait preuve d'une large souplesse d'utilisation dans des domaines aussi divers que la métrologie des fréquences et la physique fondamentale. Je vais dresser le bilan des résultats les plus marquants.

Par l'adjonction d'un collimateur de jet atomique, nous avons augmenté le flux d'atomes froids piégés sur la partie césium de la fontaine jusqu'à 10^9 en 300 ms. Cela a eu pour conséquence heureuse de réduire la consommation de césium par dix. Un tel nombre d'atomes nous a permis de porter le rapport signal à bruit de FO2_{Cs} jusqu'à $\sim 5\,000$. En outre, l'oscillateur cryogénique ultra-stable est devenu utilisable de manière *quasi* continue, une nouvelle électronique à bas bruit de phase, dans le domaine hyper-fréquence, a été développée pour générer la micro-onde d'interrogation. Dès lors, il est possible d'utiliser l'oscillateur cryogénique comme filtre pour le maser à hydrogène afin d'interroger les atomes dans la fontaine. Les stabilités ainsi obtenues sont actuellement les meilleures pour des horloge primaires ($1.6 \cdot 10^{-14}$ à 1 s)⁵ et pour les horloges à base de rubidium 87 ($9.3 \cdot 10^{-14}$ à 1 s). L'exactitude de FO2 a été évaluée à $6.9 \cdot 10^{-16}$ pour FO2_{Cs} et $7.2 \cdot 10^{-16}$ pour FO2_{Rb} . De grands progrès ont été fait dans le contrôle des paramètres de fonctionnement du dispositif. Par exemple, le champ magnétique de la zone d'interrogation a des fluctuations typiques de l'ordre de 20 pT.

Le contrôle des collisions entre atomes froids est la seconde avancée majeure durant mon travail de thèse. Nous avons mis au point une méthode capable de faire un transfert de population par passage adiabatique. Ce procédé est utilisé lors de la sélection et permet de varier la densité du nuage atomique de 1 à 1/2 avec une précision relative inférieure à $5 \cdot 10^{-3}$ mesurée en

⁵ Une telle stabilité est un gain de 10 par rapport à ce que l'on peut obtenir avec un maser à hydrogène filtré par un quartz. Ce qui permet d'atteindre une résolution équivalente en 100 fois moins de temps!

temps réel. Une campagne de mesures a permis de s'assurer que la technique perturbe très peu les distributions en vitesse et en position du nuage pour que le déplacement collisionnel soit linéaire avec la densité. L'extrapolation à densité nulle détermine la valeur des mesures corrigées du déplacement collisionnel. Pour des conditions normales de fonctionnement de l'horloge, nous sommes capables de corriger le déplacement collisionnel ⁶ au niveaux de $\sim 10^{-16}$. Ceci nous permet d'allier, à la fois un bon rapport signal à bruit (*i.e.* un grand nombre d'atomes), une bonne stabilité à une seconde et une bonne exactitude.

A cette occasion, nous avons fait notre troisième découverte : des résonances de Feshbach, ce qui est inattendu compte tenu du champ magnétique très faible qui règne dans la fontaine. La résolution de nos mesures permet un accès direct à l'amplitude et à la largeur des résonances. Une d'elle a été clairement identifiée comme étant une résonance unique alors qu'une autre est manifestement multiple. C'est la confirmation que les propriétés collisionnelles de l'atome de césium 133 sont riches d'enseignements et de surprises pour les expérimentateurs comme pour les théoriciens. A l'aide d'un modèle numérique nous avons pu reproduire la forme de la résonance unique et nous en avons déduit la valeur du champ magnétique résonant avec une incertitude inégalée jusqu'alors. Ces mesures devraient apporter de nouvelles contraintes sur les paramètres collisionnels du césium.

Une nouvelle contrainte sur de possibles variations de la constante de structure fine a été établie. Elle s'inscrit dans une série de mesures qui ont durées six ans. Pendant cette période la fontaine rubidium, puis la fontaine double ont participé à des mesures locales de la fréquence hyperfine de l'atome de rubidium 87 avec les autres fontaines césium du laboratoire. Cela nous a permis de borner la variation temporelle de cette fréquence comme $(d/dt) \ln(\nu_{\text{Rb}}/\nu_{\text{Cs}}) = (-0.5 \pm 5.3) 10^{-16} \text{ an}^{-1}$. Cette valeur est compatible avec une non variation. On peut faire le lien, au prix d'hypothèses non triviales, entre cette dépendance temporelle et celle de la variation de la constante de structure fine. Dans notre cas, on trouve $\dot{\alpha}/\alpha = (1.1 \pm 10.8) 10^{-16} \text{ an}^{-1}$. En utilisant certains modèles de la chromodynamique quantique on peut établir une limite très contraignante de $|\dot{\alpha}/\alpha| < 7 10^{-17} \text{ an}^{-1}$. Ces résultats sont aussi compatibles avec la constance de α . Ces comparaisons nous ont permis d'établir la valeur de la fréquence hyperfine du rubidium 87 qui a été retenue par le CCTF pour devenir sa valeur officielle en tant qu'étalon secondaire de fréquence à rubidium 87 : $\nu_{\text{Rb}}(\text{CCTF}) = 6\,834\,682\,610.904\,324\, (21) \text{ Hz}$.

⁶ La méthode mesure en même temps l'entraînement de fréquence (cavity pulling) par la cavité.

Nous avons aussi contribué à 10 calibrations de masers à hydrogène en vue de la réalisation du temps atomique international. La fontaine a aussi été comparée localement avec les deux autres fontaines du laboratoire grâce à une synchronisation par réseau informatique. Une comparaison avec FO1 s'est faite avec une stabilité combinée de $\sim 5 \cdot 10^{-14}$ à 1 s, et se moyenne comme du bruit blanc de fréquence jusqu'à $2 \cdot 10^{-16}$. La différence de fréquences moyenne entre les deux horloges est de $(0.4 \pm 1.1) \cdot 10^{-15}$ et traduit le bon accord entre les deux fontaines. De plus nous avons fait une comparaison par lien satellitaire entre FO2 et CSF1 (l'une des fontaine de la PTB). La valeur moyenne de l'écart des deux horloges est de $(12.0 \pm 22.0) \cdot 10^{-16}$ par lien GPS (compatible avec zéro à 1σ) et de $(23.3 \pm 22.2) \cdot 10^{-16}$ par lien TWSTFT (compatible avec zéro à quasiment 1σ).

Perspectives

Les perspectives pour cette fontaine sont enthousiasmantes. Les avancées vont venir d'améliorations à apporter sur la fontaine double elle même, mais aussi d'éventuelles collaborations avec des instituts de métrologie étrangers.

La principale tâche au niveau de FO2 c'est de la faire fonctionner en mode double. Pour cela un certain nombre d'opérations sont en cours, il faut installer des collimateurs pour le piégeage et la détection des atomes qui soient capables de transmettre simultanément la lumière nécessaire à la manipulation du césium 133 et du rubidium 87. Un MOT-2D va être installé sur la partie rubidium pour augmenter le flux d'atomes susceptibles d'être capturés (et aussi faire un tri entre le ^{87}Rb et le ^{85}Rb). On espère égaler, voir dépasser les stabilités à 1 s obtenues sur la partie césium. Le banc optique rubidium est en refonte totale afin d'assurer une bonne fiabilité des sources laser et leur asservissement sur un laser de référence fixe. Le pilotage en mode double sera certainement assuré par deux PC (un pour chaque atome).

Ce fonctionnement à deux atomes permettra de réjecter un certain nombre de fluctuations lentes : champ magnétique, température, puissance des lasers, etc. De plus, on fonctionnera simultanément avec un étalon primaire et un

étalon secondaire de fréquence. Il sera possible de faire *quasi* continûment des mesures de la fréquence hyperfine du rubidium, et donc de contraindre encore plus fortement de possibles variations de α . Le niveau de quelques 10^{-17} par an paraît raisonnable. On peut penser aussi, que la présence des deux alcalins permettra d'étudier les propriétés collisionnelles des deux atomes, et ainsi accéder à certaines propriétés de la molécule RbCs.

Un autre de nos objectifs est de tendre au maximum vers la limite de 10^{-16} en incertitude. Pour cela il est prévu d'investiguer d'avantage les incertitudes dues aux fuites micro-ondes, aux perturbations synchrones et à l'effet Doppler du 1^{er} ordre.

Par ailleurs, au BNM-SYRTE, une horloge optique à strontium est en cours de construction et un projet d'horloge au mercure est sur le point de débiter. Un laser femto-seconde qui est le lien entre les fréquences micro-ondes (celle des fontaines) et les fréquences optiques (celle des horloges optiques) a déjà démontré un transfert au niveau de $3 \cdot 10^{-14}$ à 1 s, et est en cours d'amélioration. Une fois cet ensemble opérationnel il sera possible de faire localement des comparaisons optique-micro-onde avec quatre atomes différents. La sensibilité à une éventuelle dérive de la constante de structure fine, dépend fortement de la différence de masse atomique des atomes comparés, ce qui rend très favorable une comparaison Rb-Hg.

En ce qui concerne les comparaisons par liens satellitaires, le dispositif est maintenant bien rodé au BNM-SYRTE, et des mesures avec la PTB, le NIST, l'IEN et le NPL ont eu lieu en novembre 2004 ⁷ et d'autres auront certainement lieu à l'avenir. Le but étant de déterminer les limites des méthodes GPS et TWSTFT, ainsi que de comparer les fontaines des divers instituts et vérifier qu'elles sont bien en accord. L'enjeu à terme est de comparer divers types d'horloges lointaines aux niveaux de quelques 10^{-16} . Dès lors, il sera envisagé de mener des comparaisons impliquant des fontaines, des horloges optiques et des horloges à ions avec divers atomes. Avec la bonne combinaison de types d'horloges et d'atomes, il sera possible de contraindre la variation temporelle d'un certain nombre de constantes fondamentales (notamment α) sans avoir à faire d'hypothèses sur le modèle utilisé.

De même, un projet de liens par fibres optiques permettrait de transmettre un signal continu entre le SYRTE et la PTB et le NPL. Ce système fonctionne déjà, avec succès, entre l'observatoire de Paris et l'université de Villetaneuse. Contrairement aux méthodes par satellite, il donne accès à des comparaisons sur les temps courts. Il permettra de mettre en commun les

⁷ Elles seront certainement exposées dans la thèse de Frédéric Chapelet qui prend ma suite.

ressources de différents instituts européens.

Le projet PHARAO–ACES d’horloge spatiale à atomes froids doit être installé sur la station spatiale internationale afin de réaliser des comparaisons entre les différents laboratoires de métrologie du monde entier, à 10^{-16} ou mieux. Le but est aussi de réaliser des tests de la relativité. La fontaine double prendra part à cette expérience, ainsi que FO1. FOM sera elle aussi impliquée depuis le CNES à Toulouse. Ces fontaines seront un élément clef du segment sol de l’expérience.

Annexe A

Atomes de ^{133}Cs et ^{87}Rb .

A.1 Le césium 133.

quantité	valeur
numéro atomique Z	55
masse atomique	$2.207 \times 10^{-25} \text{ kg}$
fréquence hyperfine	9 192 631 770 Hz (exact)
longueur d'onde, raie D2	852 nm
fréquence optique, raie D2	$3.52 \times 10^{14} \text{ Hz}$
largeur de raie D2	$\Gamma/2\pi \simeq 5.3 \text{ MHz}$
intensité de saturation, raie D2	$I_{sat} \simeq 1.09 \text{ mW.cm}^{-2}$
vitesse de recul	$v_{rec} \simeq 3.52 \text{ mm.s}^{-1}$
déplacement du corps noir $\Delta\nu = K_{BB}(T/300 \text{ K})^4$	$K_{BB} = -1.573(3) \times 10^{-4} \text{ Hz}$
déplacement Zeeman d'ordre 2 $\Delta\nu = K_Z^{(2)} B^2$	$K_Z^{(2)} = 427.45 \times 10^8 \text{ Hz.T}^{-2}$
déplacement Zeeman d'ordre 1 de la transition $ m_F = 1\rangle \longrightarrow m_F = 1\rangle$ $\Delta\nu = K_Z^{(1)} B$	$K_Z^{(1)} = 7.0084 \text{ Hz.nT}^{-1}$

TAB. A.1 – Quelques données sur l'atome de ^{133}Cs . Pour en savoir plus (pression de vapeur saturante, coefficients de Clebsh-Gordan) reportez vous à [109].

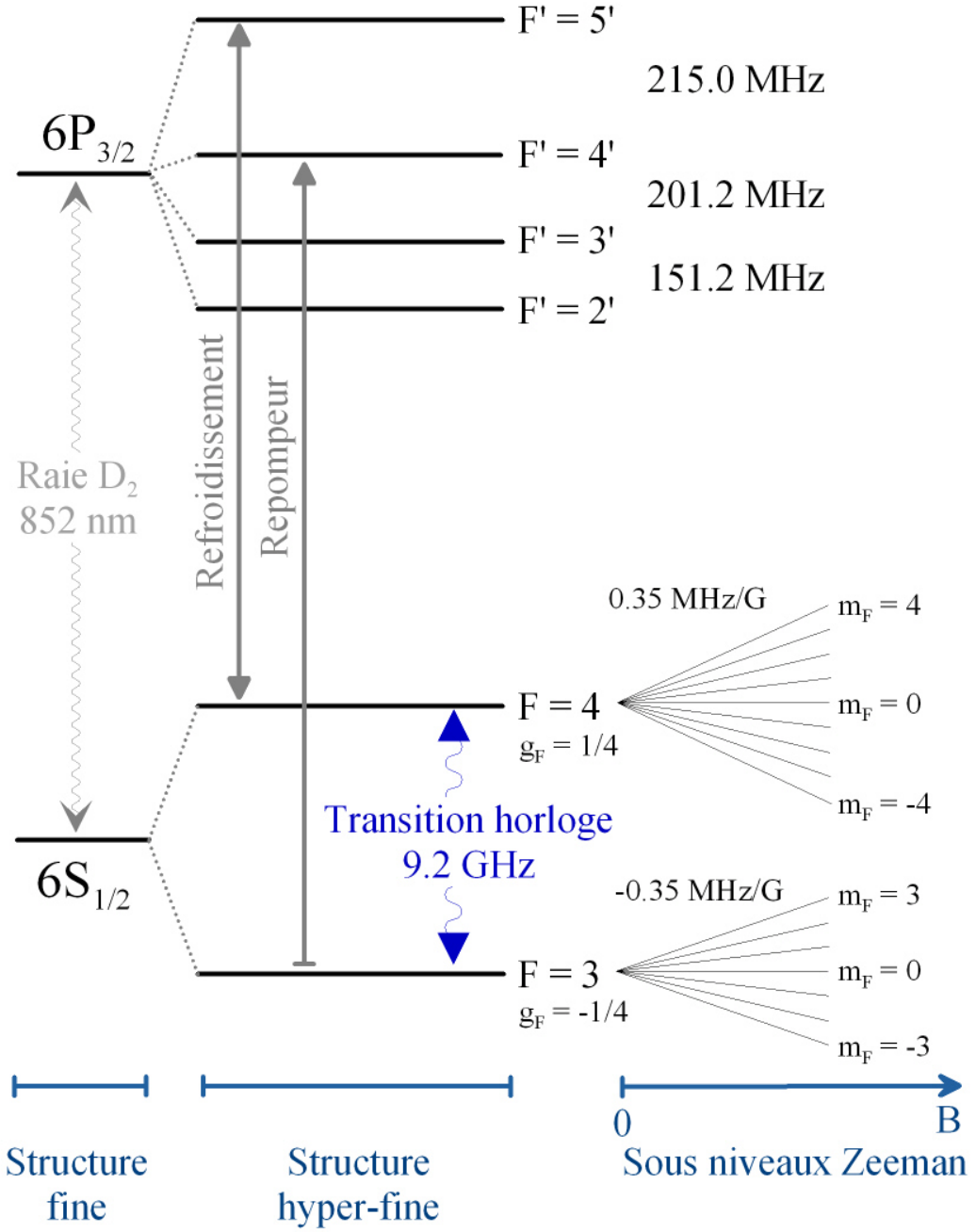


FIG. A.1 – Principales transitions optiques et micro-ondes impliquées dans le fonctionnement de la fontaine en mode ^{133}Cs , où g_F est le facteur de Landé.

A.2 Le rubidium 87.

quantité	valeur
numéro atomique Z	37
masse atomique	1.443×10^{-25} kg
fréquence hyperfine	6 834 682 610.904 335(12) Hz
longueur d'onde, raie D2	780 nm
fréquence optique, raie D2	3.84×10^{14} Hz
longueur d'onde, raie D1	794 nm
largeur de raie D2	$\Gamma/2\pi \simeq 5.9$ MHz
intensité de saturation, raie D2	$I_{sat} \simeq 1.65$ mW.cm $^{-2}$
vitesse de recul	$v_{rec} \simeq 5.89$ mm.s $^{-1}$
déplacement du corps noir $\Delta\nu = K_{BB}(T/300 \text{ K})^4$	$K_{BB} = -8.6(2) \times 10^{-5}$ Hz
déplacement Zeeman d'ordre 2 $\Delta\nu = K_Z^{(2)} B^2$	$K_Z^{(2)} = 575.14 \times 10^8$ Hz.T $^{-2}$
déplacement Zeeman d'ordre 1 de la transition $ m_F = 1\rangle \longrightarrow m_F = 1\rangle$ $\Delta\nu = K_Z^{(1)} B$	$K_Z^{(1)} = 14.0194$ Hz.nT $^{-1}$

TAB. A.2 – Quelques données sur l'atome de ^{87}Rb . Pour en savoir plus (pression de vapeur saturante, coefficients de Clebsh-Gordan) reportez vous à [110].

La figure A.2 montre à la fois la raie D₂ et la raie D₁. Contrairement au cas du césium nous avons utilisé les deux raies possibles pour fournir de la lumière repompeur. En effet il existe des diodes commerciales plus puissantes à 795 nm qu'à 780 nm. Par ailleurs le contraste de la raie d'absorption saturée est meilleur. Pour des raisons pratiques la diode repompeur du banc principal est sur la raie D₁ et celle du banc chirping (p. 121 de la ref. [6]) est sur la D₂.

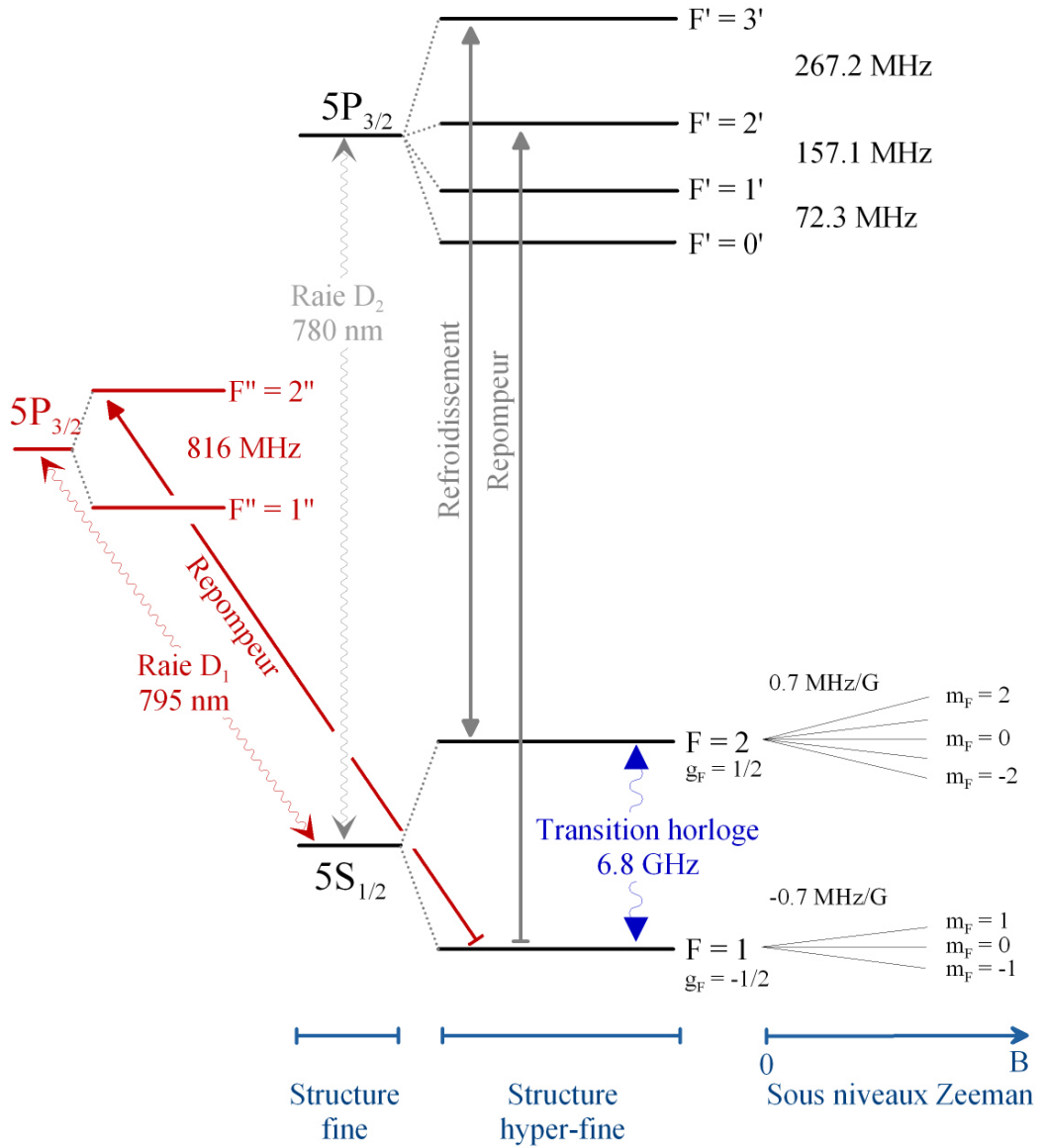


FIG. A.2 – Principales transitions optiques et micro-ondes impliquées dans le fonctionnement de la fontaine en mode ^{87}Rb . Où g_F est le facteur de Landé.

Annexe B

Publications

B.1 Controlling the Cold Collision Shift in High Precision Atomic Interferometry

Controlling the Cold Collision Shift in High Precision Atomic Interferometry

F. Pereira Dos Santos, H. Marion, S. Bize, Y. Sortais, and A. Clairon

BNM-SYRTE, Observatoire de Paris, 61 Avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France

C. Salomon

Laboratoire Kastler Brossel, ENS, 24 rue Lhomond, 75005 Paris, France

(Received 9 August 2002; published 18 November 2002)

We present a new method based on a transfer of population by adiabatic passage that allows one to prepare cold atomic samples with a well-defined ratio of atomic density and atom number. This method is used to perform a measurement of the cold collision frequency shift in a laser cooled cesium clock at the percent level, which makes the evaluation of the cesium fountain accuracy at the 10^{-16} level realistic. With improvements, the adiabatic passage would allow measurements of density-dependent phase shifts at the 10^{-3} level in high precision experiments.

DOI: 10.1103/PhysRevLett.89.233004

PACS numbers: 32.80.Pj, 06.30.Ft, 34.20.Cf

Collisions play an important role in high precision atomic interferometry [1,2]. In most experiments, a precise control of the atomic density is hard to achieve, which sets a limit to how accurately systematic effects due to collisions can be corrected for. This is particularly true for clocks using laser cooled Cs atoms [3,4]. The accuracy of cesium fountains now reaches $\sim 1 \times 10^{-15}$ [5]. It is currently limited by a 10%–20% systematic and statistical uncertainty on the determination of the cold collision shift [6–8]. To reach such an accuracy, one has to operate with a moderate number of detected atoms, typically 10^5 , which sets a standard quantum limit to the frequency stability [9] of about $10^{-13} \tau^{-1/2}$, where τ is the averaging time in seconds. However, when using a high number of atoms (10^6 – 10^7), a stability approaching $3 \times 10^{-14} \tau^{-1/2}$ has already been demonstrated [7,9], which would make the evaluation at the 10^{-16} level practicable. Under these conditions, the cold collision frequency shift is very large ($\sim 10^{-14}$). To actually reach such an accuracy, this shift has to be determined more precisely than presently achieved.

In this Letter, we present a method using adiabatic passage (AP) [10,11] that allows one to prepare atomic samples with well-defined density ratios. This enables the determination of the collisional frequency shift at the percent level or better, in an atomic clock or atom interferometer.

The measurement of the cold collision shift is based on a differential method [12]. One alternates sequences of measurements with two different, high and low, atomic densities. The frequency difference between the two situations, as well as the difference in the number of detected atoms, is measured. In a fountain, the collisional frequency shift is proportional to the effective density, as defined in [12]. Unfortunately, one has no direct access to this density. This density, and thus the collisional frequency shift $\delta\nu_{\text{col}}$, are still proportional to the number of detected atoms N_{det} : $\delta\nu_{\text{col}} = KN_{\text{det}}$. A linear extrapolation

of the clock frequency to zero detected atoms is valid only if the K coefficients for the high and low densities are the same.

Up to now, two methods have been used to change the density, and hence N_{det} . Atoms are initially loaded in an optical molasses, whose parameters (duration, laser intensity) can be varied. Another technique consists in keeping the same loading parameters but changing the power in a selection microwave cavity, which is used to prepare atoms in the $|F=3, m_F=0\rangle$ state. One can select all (half) of the atoms initially in the $|F=4, m_F=0\rangle$ state by applying a π ($\pi/2$) pulse and pushing away the atoms remaining in the $|F=4\rangle$ state. However, because of the microwave field inhomogeneities in the cavity, the pulses cannot be perfectly π and $\pi/2$ pulses for all the atoms. Besides affecting the atomic densities, both techniques also affect position and velocity distributions, as well as collisional energy, and consequently the K coefficients usually differ for the low and high density cases. Our numerical simulation, which takes into account the fountain geometry, the position, and the velocity distributions of the atomic cloud, shows that, for these methods, a linear extrapolation leads in the best case to a 10%–20% error in the determination of the collisional shift. Fluctuations and imperfect determination of those parameters prevent one from performing an accurate evaluation of the K coefficient. Moreover, for cesium atoms, as the collisional shift is energy dependent [13], this error can be even larger.

A method immune against these systematic effects prescribes to change the number of atoms of the sample without changing either its velocity distribution or its size. This can be realized by an adiabatic transfer of population, which allows one to prepare two atomic samples, where both the ratio of the effective densities and the ratio of the atom numbers are exactly 1/2. In contrast to previous methods, this one is insensitive to fluctuations of experimental parameters such as the size

and temperature of the atomic sample, or the power coupled into the selection cavity.

First, an adiabatic passage in the selection cavity is used to transfer with a 100% efficiency all the atoms from the $|F = 4, m_F = 0\rangle$ state to the $|F = 3, m_F = 0\rangle$ state [10,11]. This requires that the frequency of the microwave field in the cavity is swept across resonance, and that the Rabi frequency $\Omega(t)/2\pi$ has an appropriate shape and maximum value, $\Omega_{\max}/2\pi$. We use Blackman pulses (BP), which minimize off-resonance excitation [14]. In order to fulfill the adiabaticity condition, the detuning from resonance δ has to be chirped according to

$$\dot{\delta}(t) \propto \Omega^2(t). \quad (1)$$

Figure 1 shows the evolution of the microwave field amplitude together with the frequency chirp.

Second, we exploit another striking property of AP: if we stop the AP sequence when $\delta = 0$ [half-Blackman pulse (HBP)], the atoms are left in a superposition of the $|F = 4, m_F = 0\rangle$ and $|F = 3, m_F = 0\rangle$ states, with weights rigorously equal and independent of the Rabi frequency. After removal of the $|F = 4\rangle$ atoms with a pushing laser beam, half of the atoms are in the $|F = 3, m_F = 0\rangle$ state, as desired.

In order to optimize this AP method and to evaluate its sensitivity to experimental parameters, we first performed a simple numerical simulation, solving the time-dependent Schrödinger equation for a two level atom in a homogeneous microwave field. The choice of the pulse parameters comes from a compromise between the insensitivity of the transition probabilities to fluctuations and the parasitic excitation of nonresonant transitions. Figure 2 displays as lines the calculated transition probabilities as a function of the maximum Rabi frequency $\Omega_{\max}/2\pi$, for BP and HBP. The parameters were a duration $\tau_{\text{int}} = 4$ ms and $\delta_{\max} = 5$ kHz, which were constant over the course of the experiment. The simulation shows that the transition probabilities deviate from 1

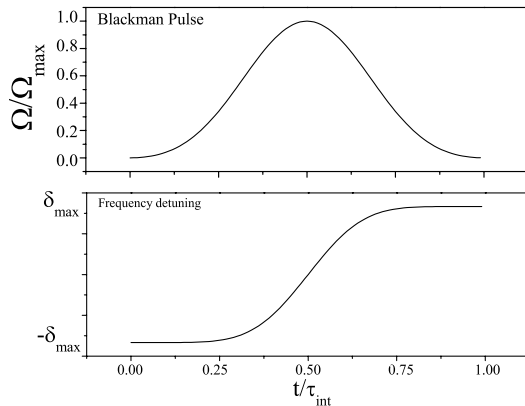


FIG. 1. Temporal dependence of the Blackman pulse and the corresponding frequency chirp.

and $1/2$ by less than 10^{-3} as soon as $\Omega_{\max}/2\pi$ is larger than 2.4 kHz. A more realistic simulation has been performed, taking into account the Gaussian spatial distribution of the atomic cloud (characterized by $\sigma = 3.5$ mm) and its trajectory, as well as the microwave field distribution of the TE_{011} mode for our cylindrical selection cavity. The simulation indicates that the transition probability deviates from the ideal value by less than 10^{-3} for both BP and HBP for all the atoms contained within $\pm 3.5\sigma$ of the vertical spatial distribution (more than 99.95% of the atoms in the cloud). The simulation indicates that in order to minimize the sensitivity of the transfer efficiency to microwave field inhomogeneities and timing errors, the center of the cloud has to be located in the center of the cavity at the end of the HBP. For instance, a delay as large as 1 ms with respect to the optimal timing induces only a 7×10^{-5} variation on the transition probability. The only critical parameter is the accuracy of the detuning at the end of the chirp for HBP. We calculate a linear sensitivity of the transition probability to the final detuning of $7 \times 10^{-5} \text{ Hz}^{-1}$ for $\Omega_{\max}/2\pi = 7.5$ kHz.

We use one of our Cs fountains to demonstrate the AP method and the resulting ability to control the collisional shift. This clock is an improved version of the Rb fountain already described elsewhere [7,15]. We use a laser slowed atomic beam to load about 10^9 atoms within 800 ms in a $\text{lin} \perp \text{lin}$ optical molasses, with six laser beams tuned to the red of the $F = 4 \rightarrow F' = 5$ transition at 852 nm. The atoms are then launched upwards at ~ 4.1 m/s within 2 ms, and cooled down to an effective temperature of ~ 1 μK . After launch, the atoms are prepared into the $|F = 3, m_F = 0\rangle$ state using a combination of microwave and laser pulses: they first enter the selection cavity ($Q \sim 1000$) tuned to the $|F = 4, m_F = 0\rangle \rightarrow |F = 3, m_F = 0\rangle$ transition, where they experience either BP or

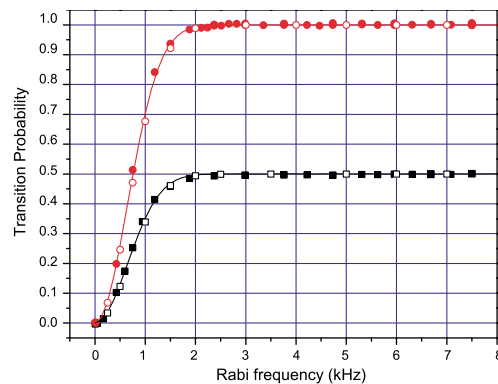


FIG. 2 (color online). Transition probabilities for a BP and a HBP with $\tau_{\text{int}} = 4$ ms, $\delta_{\max} = 5$ kHz as a function of $\Omega_{\max}/2\pi$. The results of the numerical simulations are displayed as lines (homogeneous Rabi frequency case) and open symbols (TE_{011} cavity case), whereas the measurements are full symbols.

HBP pulses. The atoms left in the $F = 4$ state are pushed away by a laser beam tuned to the $F = 4 \rightarrow F' = 5$ transition, 10 cm above the selection cavity. The amplitude of the Blackman pulses are shaped by applying an adequate voltage sequence (500 steps) to a microwave voltage-controlled attenuator (60 dB dynamic range), whereas the frequency chirp is performed with a voltage-controlled oscillator. The Rabi frequency profile agrees with the expected Blackman shape within a few percent. The frequency chirp, and more specifically its final frequency, was not verified as it cannot be easily checked at the required precision level of 10 Hz for HBP. The selected atoms then interact in a second microwave cavity with a 9.2 GHz microwave field synthesized from a high stability quartz oscillator weakly locked to the output of a H maser. The two $\pi/2$ Ramsey interactions are separated by 500 ms. The number of atoms $N_{F=3}$ and $N_{F=4}$ are finally measured by detecting the fluorescence induced by a pair of laser beams located below the molasses region. From the transition probabilities $N_{F=4}/(N_{F=3} + N_{F=4})$ measured on both sides of the central Ramsey fringe, an error signal is computed to lock the microwave interrogation frequency to the atomic transition using a digital servo loop.

The transition probabilities in the selection cavity are first measured as a function of the maximum Rabi frequency $\Omega_{\max}/2\pi$, for the Blackman and half-Blackman pulses. In this evaluation phase only, the pushing beam has to be off. To reject the fluctuations of the initial number of atoms, we measure the ratio of the atoms transferred into $|F = 3, m_F = 0\rangle$ and the total number of detected atoms, in all magnetic sublevels. The transfer probability is then obtained by dividing the measured ratio by the initial fraction of atoms in the $|F = 4, m_F = 0\rangle$ state. The results are shown in Fig. 2 and reproduce very well the numerical simulations.

As the maximum Rabi frequency during the experiment was set to 7.5 kHz, the resonance frequencies for transitions between $m_F \neq 0$ states have to be significantly shifted away from the 0-0 transition. A magnetic field of ~ 180 mG is applied during the pulses which keeps the total parasitic excitation of magnetic field sensitive transitions below 0.3%. This pulse induces a transient quadratic Zeeman shift on the 0-0 transition of about 14 Hz that must be taken into account to meet the resonance condition for HBP.

We alternatively measure the mean atom number for the Blackman and half-Blackman pulses during sequences of 50 fountain cycles, and compute their ratio R . We then calculate R_N , the average of R for N successive sequences. In Fig. 3, the standard deviation $\sigma_R(N)$ for various N is plotted. The stability of R reaches 3×10^{-4} after a one-day integration. This reflects the insensitivity of the AP to the experimental parameter fluctuations. The mean value of the ratio is $R = 0.506$, whereas it was expected to be 0.5 at the 10^{-3} level. This deviation cannot

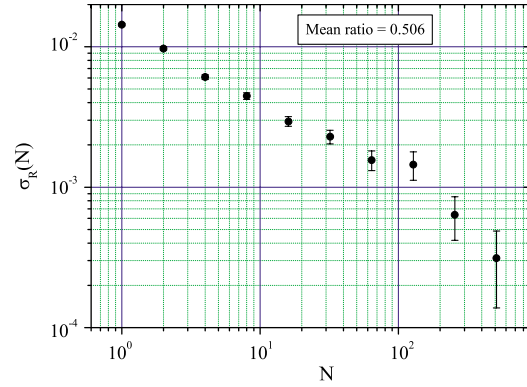


FIG. 3 (color online). Standard deviation of the fluctuation of the ratio $R(N)$.

be explained by a nonlinearity of the detection, which could arise from absorption in the detection beams. When the absorption in the detection laser beams is changed by a factor of 2, by changing the power of the beams, we observe no change in the ratio larger than 10^{-3} . We attribute this deviation to the uncertainty in the final frequency of the sweep. In our present setup, the sweep is generated by an oscillator whose specified accuracy is limited to 50 Hz for a frequency sweep from -5 to $+5$ kHz (this difficulty can be solved by using a dedicated DDS numerical synthesizer). We measure a linear deviation in the transition probability of $7.5(3) \times 10^{-5} \text{ Hz}^{-1}$ in agreement with the predicted value. This can explain a deviation of the ratio by about 4×10^{-3} . However, it is important to notice that even when the final frequency is detuned by 50 Hz, the spatial variation of the transition probability across the atomic sample is less than 10^{-3} . All the tests performed here demonstrate that AP is at least accurate at the 1% level.

Measurements of the collisional frequency shift are then carried out using BP and HBP pulses. In order to amplify the collisional shift, the number of detected atoms ($N_{\text{det}} \sim 10^7$) is about 10 times larger than needed in order to operate the clock in optimal conditions. From a differential measurement, one can extrapolate the frequency ν_0 of the clock at zero density with respect to the H maser. The relative resolution of the frequency difference is $2 \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$, limited by the phase noise of the quartz oscillator used for the fountain interrogation. To check whether this extrapolation is correct, we measure the corrected frequency ν_0 for two different initial temperatures of the atomic cloud, 1.1 and 2.3 μK , for which the effective densities, number of detected atoms, and K coefficients are expected to be different. We switch every 50 cycles between four different configurations: 1.1 μK and BP, 1.1 μK and HBP, 2.3 μK and BP, 2.3 μK and HBP. This rejects long term fluctuations in the experiment induced by frequency drift of the H maser used as a reference, variation of the detection responsivity, and fluctuations of other systematic effects.

TABLE I. Measurement of the cold collisional frequency shift using adiabatic passage for two atomic temperatures T . The first (second, when present) error bar indicated in parenthesis reflects the statistical (systematic) uncertainty. The difference in corrected frequency $\delta\nu_0$ is $-0.012(7)(5)$ mHz.

T	$\delta\nu_{\text{diff}}$ (mHz)	R	$K (\times 10^{-11})$ Hz/atom
1.1 μK	$-0.323(5)$	0.5063(3)	$-8.62(13)$
2.3 μK	$-0.260(5)$	0.5056(3)	$-10.04(20)$

The results are summarized in Table I. For each configuration, the measurement of the clock frequency and number of atoms is averaged over a total time of about 50 h. One can then extract the difference between the high and low density collisional shifts $\delta\nu_{\text{diff}}$ with a relative resolution of 5×10^{-16} . The K constants are found to differ by about 20%. The corrected frequency ν_0 is then simply obtained by subtracting $\delta\nu_{\text{diff}}$ to the measured clock frequency in the low density configuration. The difference between the corrected frequencies $\delta\nu_0$ can then be estimated. The uncertainty on this measurement is twofold, a statistical uncertainty, and a systematic error which reflects the 1% uncertainty on the ratio R . We find $\delta\nu_0 = -0.012(7)(5)$ mHz, which is less than 2% of the collisional shift at high density, and compatible with zero within the error bars.

To compare the standard selection method (SSM) and AP, we perform a measurement alternating both methods for selection. Table II displays the results obtained for a temperature of 1.1 μK . The K coefficients are found to differ by about 10%. Indeed, when using a $\pi/2$ pulse with the standard selection, the density distribution is transversally distorted: atoms along the symmetry axis of the cavity are more efficiently transferred than off-axis atoms. This increases the effective density for the same number of detected atoms with respect to AP, giving a larger collision shift at low density. In fact, K is expected to be lower with SSM than AP, in agreement with our measurement. Extrapolating the frequency to zero density when using SSM then leads to an error of about 3×10^{-15} at this density.

It is also important to notice that we measure simultaneously the collisional frequency shift and the shift due to cavity pulling [16], which is proportional to the number of atoms crossing the Ramsey cavity. Both are correctly evaluated by our method.

In conclusion, we demonstrate here a powerful method based on an adiabatic transfer of population to prepare atomic samples with a well-defined density ratio. An important point is that the cold collisional shift is measured precisely without any absolute calibration or numerical simulation. This holds even when parameters of

TABLE II. Comparison between the adiabatic passage technique (AP) and the standard selection method (SSM). The temperature of the sample for these measurements was 1.1 μK .

	$\delta\nu_{\text{diff}}$ (mHz)	R	$K (\times 10^{-11})$ Hz/atom
SSM	$-0.234(7)$	0.540(3)	$-8.08(24)$
AP	$-0.275(8)$	0.5054(8)	$-8.97(23)$

the atomic sample, or even of the atomic detection, are fluctuating. This method can lead to a potential control of the cold collision shift at the 10^{-3} level, or even better. This capability could be demonstrated by using an ultra-stable cryogenic oscillator [9], allowing a frequency resolution of 10^{-16} per day. Having now at hand a powerful method to determine the collisional shift with the required resolution, the evaluation of the Cs fountain accuracy at the 10^{-16} level is reachable. This technique can be readily extended to the optical domain and should be applicable to other high precision measurements using cold atoms or quantum degenerate gases for the evaluation of the phase shifts induced by atomic interactions.

The authors thank D. Calonico for his contribution in previous stages of the experiment, A. Gérard and G. Santarelli for technical assistance, and P. Lemonde for fruitful discussions. This work was supported in part by BNM and CNRS. BNM-SYRTE and Laboratoire Kastler-Brossel are Unités Associées au CNRS, UMR 8630 and 8552.

-
- [1] C. Chin, V. Leiber, V. Vuletić, A. J. Kerman, and S. Chu, *Phys. Rev. A* **63**, 033401 (2001).
 - [2] M. Bijlsma, B. J. Verhaar, and D. J. Heinzen, *Phys. Rev. A* **49**, R4285 (1994).
 - [3] K. Gibble and S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **70**, 1771 (1993).
 - [4] S. Ghezali, P. Laurent, S. N. Lea, and A. Clairon, *Europhys. Lett.* **36**, 25 (1996).
 - [5] P. Lemonde *et al.*, *Top. Appl. Phys.* **79**, 131 (2001).
 - [6] Y. Sortais *et al.*, *Phys. Scr.* **T95**, 50 (2001).
 - [7] S. Bize *et al.*, in *Proceedings of the 6th Symposium on Frequency Standards and Metrology* (World Scientific, Singapore, 2001), p. 53.
 - [8] C. Fertig and K. Gibble, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 1622 (2000).
 - [9] G. Santarelli *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 4619 (1999).
 - [10] A. Messiah, *Quantum Mechanics* **2**, 637 (1959).
 - [11] M. M. T. Loy, *Phys. Rev. Lett.* **32**, 814 (1974).
 - [12] Y. Sortais *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 3117 (2000).
 - [13] P. J. Leo, P. S. Julienne, F. H. Mies, and C. J. Williams, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 3743 (2001).
 - [14] M. Kasevich and S. Chu, *Phys. Rev. Lett.* **69**, 1741 (1992).
 - [15] S. Bize *et al.*, *Europhys. Lett.* **45**, 558 (1999).
 - [16] S. Bize, Y. Sortais, C. Mandache, A. Clairon, and C. Salomon, *IEEE Trans. Instrum. Meas.* **50**, 503 (2001).

B.2 Search for Variations of Fundamental Constants using Atomic Fountain Clocks

Search for Variations of Fundamental Constants using Atomic Fountain Clocks

H. Marion, F. Pereira Dos Santos, M. Abgrall, S. Zhang, Y. Sortais, S. Bize, I. Maksimovic, D. Calonico,* J. Grünert, C. Mandache,† P. Lemonde, G. Santarelli, Ph. Laurent, and A. Clairon
BNM-SYRTE, Observatoire de Paris, 61 Avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France

C. Salomon

Laboratoire Kastler Brossel, ENS, 24 Rue Lhomond, 75005 Paris, France
(Received 31 December 2002; published 18 April 2003)

Over five years, we have compared the hyperfine frequencies of ^{133}Cs and ^{87}Rb atoms in their electronic ground state using several laser-cooled ^{133}Cs and ^{87}Rb atomic fountains with an accuracy of $\sim 10^{-15}$. These measurements set a stringent upper bound to a possible fractional time variation of the ratio between the two frequencies: $\frac{d}{dt} \ln[(\nu_{\text{Rb}})/(\nu_{\text{Cs}})] = (0.2 \pm 7.0) \times 10^{-16} \text{ yr}^{-1}$ (1σ uncertainty). The same limit applies to a possible variation of the quantity $(\mu_{\text{Rb}}/\mu_{\text{Cs}})\alpha^{-0.44}$, which involves the ratio of nuclear magnetic moments and the fine structure constant.

DOI: 10.1103/PhysRevLett.90.150801

PACS numbers: 06.30.Ft, 06.20.-f, 06.20.Jr, 32.80.Pj

Since Dirac's 1937 formulation of his large number hypothesis aimed at tying together the fundamental constants of physics [1], a large amount of work has been devoted to test if these constants were indeed constant over time [2,3].

In general relativity and in all metric theories of gravitation, variations with time and space of nongravitational fundamental constants, such as the fine structure constant $\alpha = e^2/4\pi\epsilon_0\hbar c$, are forbidden. They would violate Einstein's Equivalence Principle (EEP). EEP imposes the local position invariance stating that, in a local freely falling reference frame, the result of any local nongravitational experiment is independent of where and when it is performed. On the other hand, almost all modern theories directed toward unifying gravitation with the three other fundamental interactions predict violation of EEP at levels which are within reach of near-future experiments [4,5]. As the internal energies of atoms or molecules depend on electromagnetic as well as strong and weak interactions, comparing the frequency of electronic transitions, fine structure transitions, and hyperfine transitions as a function of time or gravitational potential provides an interesting test of the validity of EEP.

Until now, very stringent tests exist on geological and cosmological time scales. The analysis of the Oklo nuclear reactor showed that, 2×10^9 years ago, α did not differ from the present value by more than 10^{-7} of its value [6]. Light emitted by distant quasars has been used to perform absorption spectroscopy of interstellar clouds. For instance, measurements of the wavelengths of molecular hydrogen transitions test a possible variation of the electron to proton mass ratio m_e/m_p [7]. Comparisons between the gross structure and the fine structure of neutral atoms and ions would indicate that α for a redshift $z \sim 1.5$ (~ 10 Gyr) differed from the present value: $\Delta\alpha/\alpha = (-7.2 \pm 1.8) \times 10^{-6}$ [8]. Today this is the only claim that fundamental constants might change.

On much shorter time scales, laboratory tests using frequency standards have been performed [9–11]. These tests have a very high sensitivity to changes in fundamental constants. They are repeatable, systematic errors can be tracked as experimental conditions can be changed.

In this Letter, we present results that place a new stringent limit to the time variation of fundamental constants. By comparing the hyperfine energies of ^{133}Cs and ^{87}Rb in their electronic ground state over a period of nearly five years, we place an upper limit to the rate of change of the ratio of the hyperfine frequencies $\nu_{\text{Rb}}/\nu_{\text{Cs}}$. Our measurements take advantage of the high accuracy ($\sim 10^{-15}$) of several laser-cooled Cs and Rb atomic fountains. According to recent atomic structure calculations [11,12], these measurements are sensitive to a possible variation of the quantity $(\mu_{\text{Rb}}/\mu_{\text{Cs}})\alpha^{-0.44}$, where μ are the nuclear magnetic moments. We anticipate major advances in these tests using frequency standards, thanks to recent advances in optical frequency metrology using femtosecond lasers [13,14].

In our experiments, three atomic fountains are compared to each other, using a hydrogen maser (H maser) as a flywheel oscillator (Fig. 1). Two fountains, a transportable fountain FOM and FOI [15], are using cesium atoms. The third fountain is a dual fountain (DF) [16], operating alternately with rubidium (DF_{Rb}) and cesium (DF_{Cs}). These fountains have been continuously upgraded in order to improve their accuracy from 2×10^{-15} in 1998 to 8×10^{-16} for cesium and from 1.3×10^{-14} [17] to 6×10^{-16} for rubidium.

Fountain clocks operate as follows. First, atoms are collected and laser cooled in an optical molasses or in a magneto-optical trap in 0.3 to 0.6 s. Atoms are launched upwards, and selected in the clock level ($m_F = 0$) by a combination of microwave and laser pulses. Then, atoms interact twice with a microwave field tuned near the

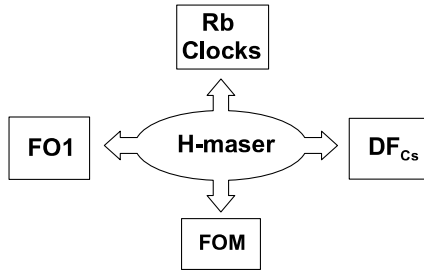


FIG. 1. BNM-SYRTE clock ensemble. A single 100 MHz signal from a H maser is used for frequency comparisons and is distributed to each of the microwave synthesizers of the ^{133}Cs (FO1, FOM, DFCs) and ^{87}Rb fountain clocks. In 2001, the Rb fountain had been upgraded and is now a dual fountain using alternately rubidium (DF_{Rb}) or cesium atoms (DF_{Cs}).

hyperfine frequency, in a Ramsey interrogation scheme. The microwave field is synthesized from a low phase noise 100 MHz signal from a quartz oscillator, which is phase locked to the reference signal of the H maser (Fig. 1). After the microwave interactions, the population of each hyperfine state is measured using light induced fluorescence. This provides a measurement of the transition probability as a function of microwave detuning. Successive measurements are used to steer the average microwave field to the frequency of the atomic resonance using a digital servo system. The output of the servo provides a direct measurement of the frequency difference between the H maser and the fountain clock.

The three fountains have different geometries and operating conditions: The number of detected atoms ranges from 3×10^5 to 2×10^6 at a temperature of $\sim 1 \mu\text{K}$, the fountain cycle duration from 1.1 to 1.6 s. The Ramsey resonance width is between 0.9 and 1.2 Hz. In measurements reported here, the fractional frequency instability is $(1-2) \times 10^{-13} \tau^{-1/2}$, where τ is the averaging time in seconds. Fountain comparisons have a typical resolution of $\sim 10^{-15}$ for a 12 h integration, and each of the four data campaigns lasts from one to two months during which an accuracy evaluation of each fountain is performed.

The 2002 measurements are presented in Fig. 2, which displays the maser fractional frequency offset, measured by the Cs fountains FOM and DF_{Cs} . Also shown is the H-maser frequency offset measured by the Rb fountain DF_{Rb} , where the Rb hyperfine frequency is conventionally chosen to be $\nu_{\text{Rb}}(1999) = 6\,834\,682\,610.904\,333 \text{ Hz}$, our 1999 value. The data are corrected for the systematic frequency shifts listed in Table I. The H-maser frequency exhibits fractional fluctuations on the order of 10^{-14} over a few days, 10 times larger than the typical statistical uncertainty resulting from the instability of the fountain clocks. In order to reject the H-maser frequency fluctuations, the fountain data are recorded simultaneously (within a few minutes). The fractional frequency differences plotted in Fig. 2(b) illustrate the efficiency of this rejection. DF is operated alternately with Rb and Cs,

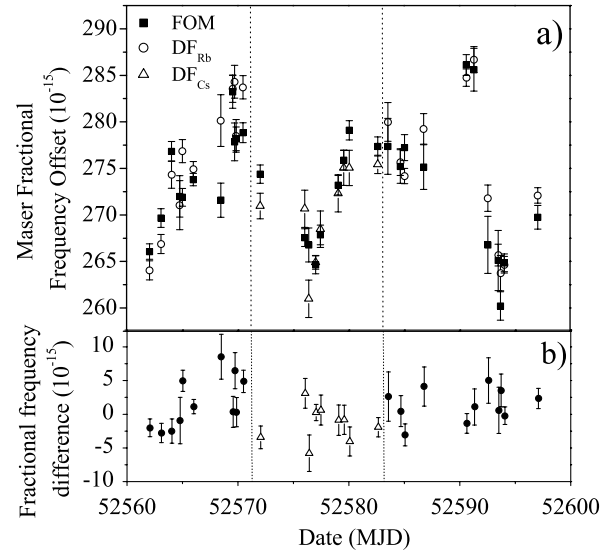


FIG. 2. The 2002 frequency comparison data. (a) H-maser fractional frequency offset versus FOM (■), and alternately versus DF_{Rb} (○) and DF_{Cs} (△ between dotted lines). (b) Fractional frequency differences. Between dotted lines, Cs-Cs comparisons, outside Rb-Cs comparisons. Error bars are purely statistical. They correspond to the Allan standard deviation of the comparisons and do not include contributions from fluctuations of systematic shifts of Table I. (MJD is Modified Julian Date. January 1, 2000 is MJD 51544.)

allowing both Rb-Cs comparisons and Cs-Cs comparisons (central part of Fig. 2) to be performed.

Systematic effects shifting the frequency of the fountain standards are listed in Table I. The quantization magnetic field in the interrogation region is determined with a 0.1 nT uncertainty by measuring the frequency of a linear field-dependent “Zeeman” transition. The temperature in the interrogation region is monitored with five platinum resistors and the uncertainty on the blackbody radiation frequency shift corresponds to temperature fluctuations of about 1 K [18]. Clock frequencies are corrected for the cold collision and cavity pulling frequency shifts using several methods [19,20]. For Rb, unlike [20], an optical molasses with a small number of atoms ($\sim 5.4 \times 10^6$) is used. We thus estimate that these two shifts are smaller than 5×10^{-17} . All other effects do not contribute significantly and their uncertainties are added quadratically. We searched for the influence of synchronous perturbations by changing the timing sequence and the atom launch height. To search for possible microwave leakage, we changed the power ($\times 9$) in the interrogation microwave cavity. No shift was found at a resolution of 10^{-15} . The shift due to residual coherences and populations in neighboring Zeeman states is estimated to be less than 10^{-16} . As shown in [21], the shift due to the microwave photon recoil is very similar for Cs and Rb and smaller than $+1.4 \times 10^{-16}$. Relativistic corrections (gravitational redshift and second order Doppler effect) contribute to less than 10^{-16} in the clock comparisons.

TABLE I. Accuracy budget of the fountains involved in the 2002 measurements (DF and FOM).

Fountain	DF _{Cs}	DF _{Rb}	FOM
Effect	Value and uncertainty (10^{-16})		
Second order Zeeman	1773.0 ± 5.2	3207.0 ± 4.7	385.0 ± 2.9
Blackbody radiation	-173.0 ± 2.3	-127.0 ± 2.1	-186.0 ± 2.5
Cold collisions + cavity pulling	-95.0 ± 4.6	0.0 ± 1.0	-24.0 ± 4.8
Others	0.0 ± 3.0	0.0 ± 3.0	0.0 ± 3.7
Total uncertainty	8	6	8

For the Cs-Cs 2002 comparison, we find

$$\frac{\nu_{\text{Cs}}^{\text{DF}}(2002) - \nu_{\text{Cs}}^{\text{FOM}}(2002)}{\nu_{\text{Cs}}} = +12(6)(12) \times 10^{-16}, \quad (1)$$

where the first parentheses reflect the 1σ statistical uncertainty, and the second the systematic uncertainty, obtained by adding quadratically the inaccuracies of the two Cs clocks (see Table I). The two Cs fountains are in good agreement despite their significantly different operating conditions (see Table I), showing that systematic effects are well understood at the 10^{-15} level.

In 2002, the ^{87}Rb frequency measured with respect to the average ^{133}Cs frequency is found to be

$$\nu_{\text{Rb}}(2002) = 6\,834\,682\,610.904\,324(4)(7) \text{ Hz} \quad (2)$$

where the error bars now include DF_{Rb}, DF_{Cs}, and FOM uncertainties. This is the most accurate frequency measurement until now.

In Fig. 3 are plotted all our Rb-Cs frequency comparisons. Except for the less precise 1998 data [17], two Cs fountains were used together to perform the Rb measurements. The uncertainties for the 1999 and 2000 measurements were 2.7×10^{-15} , because of lower clock accuracy and lack of rigorous simultaneity in the earlier frequency comparisons [16]. A weighted linear fit to the data in Fig. 3 determines how our measurements constrain a possible time variation of $\nu_{\text{Rb}}/\nu_{\text{Cs}}$. We find

$$\frac{d}{dt} \ln\left(\frac{\nu_{\text{Rb}}}{\nu_{\text{Cs}}}\right) = (0.2 \pm 7.0) \times 10^{-16} \text{ yr}^{-1}, \quad (3)$$

which represents a fivefold improvement over our previous results [16] and a 100-fold improvement over the Hg^+ -H hyperfine energy comparison [11].

We now examine how this result constrains possible variations of fundamental constants. For an alkali with atom number Z , the hyperfine transition frequency can be approximated by

$$\nu \propto \alpha^2 \frac{\mu}{\mu_N} \left(\frac{m_e}{m_p}\right) R_\infty c F_{\text{rel}}(Z\alpha), \quad (4)$$

where R_∞ is the Rydberg constant, c the speed of light, μ the magnetic moment of the nucleus, and μ_N the nuclear magneton. $F_{\text{rel}}(Z\alpha)$ is a relativistic function which strongly increases with Z [11,22]. For ^{133}Cs , this Casi-

mir relativistic contribution amounts to 40% of the hyperfine splitting and $\alpha(\{\partial \ln[F_{\text{rel}}(Z\alpha)]/(\partial \alpha)\}) = 0.74$. For ^{87}Rb , this quantity is 0.30 [23]. Following [11] and neglecting possible changes of the strong and weak interactions affecting μ_{Rb} and μ_{Cs} , the sensitivity of the ratio $\nu_{\text{Rb}}/\nu_{\text{Cs}}$ to a variation of α is simply given by

$$\frac{\partial}{\partial \ln \alpha} \ln\left(\frac{\nu_{\text{Rb}}}{\nu_{\text{Cs}}}\right) \simeq (0.30 - 0.74) = -0.44. \quad (5)$$

Using Eqs. (3) and (5), we thus set the new limit: $\dot{\alpha}/\alpha = (-0.4 \pm 16) \times 10^{-16} \text{ yr}^{-1}$.

In contrast with [11], Ref. [22] argues that a time variation of the nuclear magnetic moments must also be considered in a comparison between hyperfine frequencies. The magnetic moments μ can be calculated using the Schmidt model. For atoms with odd A and Z such as ^{87}Rb and ^{133}Cs , the Schmidt magnetic moment $\mu^{(s)}$ is found to depend only on g_p , the proton gyromagnetic ratio. With this simple model, Ref. [22] finds

$$\frac{\partial}{\partial \ln g_p} \ln\left(\frac{\nu_{\text{Rb}}}{\nu_{\text{Cs}}}\right) \simeq \frac{\partial}{\partial \ln g_p} \ln\left(\frac{\mu_{\text{Rb}}^{(s)}}{\mu_{\text{Cs}}^{(s)}}\right) \simeq 2.0. \quad (6)$$

Attributing any variation of $\nu_{\text{Rb}}/\nu_{\text{Cs}}$ to a variation of

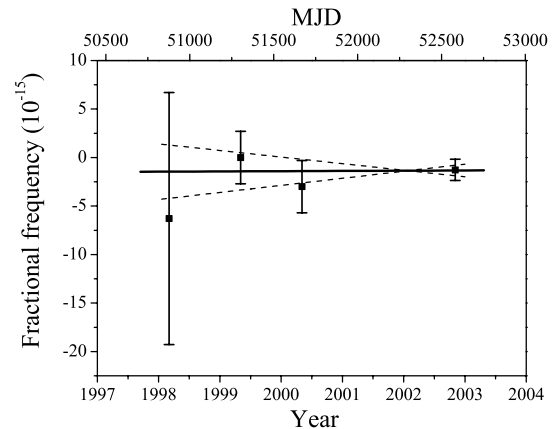


FIG. 3. Measured ^{87}Rb frequencies referenced to the ^{133}Cs fountains over 57 months. The 1999 measurement value [$\nu_{\text{Rb}}(1999) = 6\,834\,682\,610.904\,333 \text{ Hz}$] is conventionally used as reference. A weighted linear fit to the data gives $\frac{d}{dt} \ln[(\nu_{\text{Rb}})/(\nu_{\text{Cs}})] = (0.2 \pm 7.0) \times 10^{-16} \text{ yr}^{-1}$. Dotted lines correspond to the 1σ slope uncertainty.

g_p , Eqs. (3) and (6) lead to $\dot{g}_p/g_p = (0.1 \pm 3.5) \times 10^{-16} \text{ yr}^{-1}$. However, it must be noted that the Schmidt model is oversimplified and does not agree very accurately with the actual magnetic moment.

Moreover, attributing all the time variation of $\nu_{\text{Rb}}/\nu_{\text{Cs}}$ to either g_p or α independently is somewhat artificial. Theoretical models allowing for a variation of α also allow for variations in the strength of the strong and electroweak interactions. For instance, Ref. [5] argues that Grand unification of the three interactions implies that a time variation of α necessarily comes with a time variation of the coupling constants of the other interactions. Reference [5] predicts that a fractional variation of α is accompanied with a ~ 40 times larger fractional change of m_e/m_p . In order to independently test the stability of the three fundamental interactions, several comparisons between different atomic species and/or transitions are required. For instance and as illustrated in [14], absolute frequency measurements of an optical transition are sensitive to a different combination of fundamental constants: $(\mu_{\text{Cs}}/\mu_{\text{N}})(m_e/m_p)\alpha^x$, where x depends on the particular atom and/or transition.

A more complete theoretical analysis going beyond the Schmidt model would clearly be very useful to interpret frequency comparisons involving hyperfine transitions. This is especially important as most precise frequency measurements, both in the microwave and the optical domain [14,24,25], are currently referenced to the ^{133}Cs hyperfine splitting, the basis of the SI definition of the second. The H hyperfine splitting, which is calculable to a high accuracy, had already been considered as a possible reference several decades ago. Unfortunately, despite numerous efforts, the H hyperfine splitting is currently measured to only seven parts in 10^{13} (using H masers), almost 3 orders of magnitude worse than the results presented in this Letter.

In summary, by comparing ^{133}Cs and ^{87}Rb hyperfine energies, we have set a stringent upper limit to a possible fractional variation of the quantity $(\mu_{\text{Rb}}/\mu_{\text{Cs}})\alpha^{-0.44}$ at $(-0.2 \pm 7.0) \times 10^{-16} \text{ yr}^{-1}$. In the near future, accuracies near one part in 10^{16} should be achievable in microwave atomic fountains, improving our present Rb-Cs comparison by 1 order of magnitude.

We anticipate that comparisons between rapidly progressing optical and microwave laser-cooled frequency standards currently developed in several laboratories will bring orders of magnitude gain in sensitivity. In order to have the full benefit of these advances, frequency comparisons with improved accuracy between these distant clocks will be necessary. Serving this purpose, a new generation of time/frequency transfer at the 10^{-16} level is currently under development for the European Space Agency space mission ACES which will fly ultrastable clocks on board the international space station in 2006 [26]. These comparisons will also allow for a search of a possible change of fundamental constants induced by the annual modulation of the Sun

gravitational potential due to the elliptical orbit of Earth [27].

The authors wish to thank T. Damour, J. P. Uzan, and P. Wolf for valuable discussions, and A. Gérard and the electronic staff for technical assistance. J. Grünert acknowledges his grant from the European research training network CAUAC. This work was supported in part by BNM, CNRS, and CNES. BNM-SYRTE and Laboratoire Kastler Brossel are Unités Associées au CNRS, UMR 8630 and 8552.

*Present address: Istituto Elettrotecnico Nazionale G. Ferraris, Strada delle Cacce 41, 10135 Torino, Italy.

†Present address: Institutul National de Fizica Laserilor, Plasmei si Radiatiei, P.O. Box MG36, Bucuresti, Magurele, Romania.

- [1] P. A. M. Dirac, *Nature* (London) **139**, 323 (1937).
- [2] F. Dyson, in *Current Trends in the Theory of Fields* (AIP, New York, 1983), p. 163.
- [3] For a review, see, for instance, J. P. Uzan, ArXiv: hep-ph/0205340, and references therein.
- [4] T. Damour and A. Polyakov, *Nucl. Phys.* **B423**, 532 (1994); T. Damour, F. Piazza, and G. Veneziano, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 081601 (2002).
- [5] X. Calmet and H. Fritzsch, *Eur. Phys. J. C* **24**, 639 (2002).
- [6] T. Damour and F. Dyson, *Nucl. Phys.* **B480**, 37 (1996).
- [7] A. V. Ivanchik, E. Rodriguez, P. Petitjean, and D. A. Varshalovich, *Astron. Lett.* **28**, 423 (2002).
- [8] J. K. Webb *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 091301 (2001).
- [9] J. P. Turneure *et al.*, *Phys. Rev. D* **27**, 1705 (1983).
- [10] A. Godone, C. Novero, P. Tavella, and K. Rahimullah, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2364 (1993).
- [11] J. D. Prestage, R. L. Tjoelker, and L. Maleki, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 3511 (1995).
- [12] V. A. Dzuba, V. V. Flambaum, and J. K. Webb, *Phys. Rev. A* **59**, 230 (1999).
- [13] See, for instance, *Proceedings of the 6th Symposium on Frequency Standards and Metrology* (World Scientific, Singapore, 2001).
- [14] S. Bize *et al.*, following Letter, *Phys. Rev. Lett.* **90**, 150802 (2003).
- [15] A. Clairon *et al.*, in *Proceedings of the 5th Symposium on Frequency Standards and Metrology*, edited by J. Bergquist (World Scientific, Singapore, 1995), p. 49.
- [16] S. Bize, *et al.*, in Ref. [13], p. 53.
- [17] S. Bize *et al.*, *Europhys. Lett.* **45**, 558 (1999).
- [18] E. Simon *et al.*, *Phys. Rev. A* **57**, 436 (1998).
- [19] F. Pereira Dos Santos *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **89**, 233004 (2002).
- [20] Y. Sortais *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 3117 (2000).
- [21] P. Wolf *et al.*, in Ref. [13], p. 593.
- [22] S. G. Karshenboim, *Can. J. Phys.* **78**, 639 (2000).
- [23] A more precise calculation in [12] gives $LdF_{\text{rel}}(^{133}\text{Cs}) = 0.83$, which differs by 10% from the Casimir formula.
- [24] M. Niering *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5496 (2000).
- [25] Th. Udem *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4996 (2001).
- [26] C. Salomon *et al.*, *C.R. Acad. Sci., Ser. IV* **2**, 1313 (2001).
- [27] A. Bauch and S. Weyers, *Phys. Rev. D* **65**, 081101(R) (2002).

B.3 New Limits on the Drift of Fundamental Constants from Laboratory Measurements

New Limits on the Drift of Fundamental Constants from Laboratory Measurements

M. Fischer, N. Kolachevsky,* M. Zimmermann, R. Holzwarth, Th. Udem, and T.W. Hänsch[†]
Max-Planck-Institut für Quantenoptik (MPQ), Hans-Kopfermann-Straße 1, 85748 Garching, Germany

M. Abgrall,¹ J. Grünert,¹ I. Maksimovic,¹ S. Bize,¹ H. Marion,¹ F. Pereira Dos Santos,¹ P. Lemonde,¹ G. Santarelli,¹
 P. Laurent,¹ A. Clairon,¹ and C. Salomon²

¹*BNM-SYRTE, Observatoire de Paris, 61 Avenue de l'Observatoire, 75014 Paris, France*

²*Laboratoire Kastler Brossel, ENS, 24 rue Lhomond, 75005 Paris, France*

M. Haas, U. D. Jentschura, and C. H. Keitel

Max-Planck-Institut für Kernphysik, Saupfercheckweg 1, 69117 Heidelberg, Germany

(Received 3 December 2003; published 10 June 2004)

We have remeasured the absolute $1S$ - $2S$ transition frequency ν_H in atomic hydrogen. A comparison with the result of the previous measurement performed in 1999 sets a limit of (-29 ± 57) Hz for the drift of ν_H with respect to the ground state hyperfine splitting ν_{Cs} in ^{133}Cs . Combining this result with the recently published optical transition frequency in $^{199}\text{Hg}^+$ against ν_{Cs} and a microwave ^{87}Rb and ^{133}Cs clock comparison, we deduce separate limits on $\dot{\alpha}/\alpha = (-0.9 \pm 2.9) \times 10^{-15} \text{ yr}^{-1}$ and the fractional time variation of the ratio of Rb and Cs nuclear magnetic moments $\mu_{\text{Rb}}/\mu_{\text{Cs}}$ equal to $(-0.5 \pm 1.7) \times 10^{-15} \text{ yr}^{-1}$. The latter provides information on the temporal behavior of the constant of strong interaction.

DOI: 10.1103/PhysRevLett.92.230802

PACS numbers: 06.30.Ft, 06.20.Jr, 32.30.Jc

In the era of a rapid development of precision experimental methods, the stability of fundamental constants becomes a question of basic interest. Any drift of non-gravitational constants is forbidden in all metric theories of gravity including general relativity. The basis of these theories is Einstein's Equivalence Principle (EEP) which states that weight is proportional to mass, and that in any local freely falling reference frame, the result of any nongravitational experiment must be independent of time and space. This hypothesis can be proven only experimentally as no theory predicting the values of fundamental constants exists. In contrast to metric theories, string theory models aiming to unify quantum mechanics and gravitation allow for, or even predict, violations of EEP. Limits on the variation of fundamental constants might therefore provide important constraints on these new theoretical models.

A recent analysis of quasar absorption spectra with redshifted UV transition lines indicates a variation of the fine structure constant $\alpha = e^2/4\pi\epsilon_0\hbar c$ on the level of $\Delta\alpha/\alpha = (-0.54 \pm 0.12) \times 10^{-5}$ for a redshift range $(0.2 < z < 3.7)$ [1]. On geological time scales, a limit for the drift of α has been deduced from isotope abundance ratios in the natural fission reactor of Oklo, Gabon, which operated about 2 Gyr ago. Modeling the processes which have changed the isotope ratios of heavy elements gives a limit of $\Delta\alpha/\alpha = (-0.36 \pm 1.44) \times 10^{-8}$ [2]. In these measurements, the high sensitivity to the time variation of α is achieved through very long observation times at moderate resolution for $\Delta\alpha$. Therefore, they are vulnerable to systematic effects [3].

Laboratory experiments can reach a 10^{-15} accuracy within years with better controlled systematics. This type of experiment is typically based on repeated absolute frequency measurements, i.e., comparison of a transition frequency with the reference frequency of the ground state hyperfine transition in ^{133}Cs . For an optical transition, the theoretical expression for the drift of its absolute frequency inevitably involves $\mu_{\text{Cs}}/\mu_{\text{B}}$ in addition to α , where μ_{Cs} is the magnetic moment of the Cs nucleus and μ_{B} is the Bohr magneton [4]. The microwave Rb and Cs clock comparison [5] even involves two nuclear moments. The magnitude of nuclear moments results from both the electromagnetic and the strong interaction.

Contributions from weak, electromagnetic, and strong interactions can be disentangled by combining several frequency measurements possessing a different sensitivity to the fundamental constants. In this Letter, we deduce separate stringent limits for the drifts of the fine structure constant α , $\mu_{\text{Cs}}/\mu_{\text{B}}$, and $\mu_{\text{Rb}}/\mu_{\text{Cs}}$ from combining the drifts of two optical frequencies in hydrogen and in the mercury ion with respect to the ground state hyperfine splitting in ^{133}Cs and the result of a microwave clock comparison [5]. Comparing measurements performed at different places and at different times we have to use the Lorentz and position invariance and we have to assume that the constants change linearly and do not oscillate on a year scale. With the exception of this, our results are independent of further assumptions about a particular drift model and possible correlated drifts of different constants [6].

mode f_{2n} of the blue part of the comb, yielding $f_0 = 2f_n - f_{2n}$.

In our experiment, the frequency comb from a mode-locked fs Ti:sapphire laser with a repetition rate f_{rep} of 800 MHz is broadened in a photonic crystal fiber to cover more than an optical octave. We phase lock both degrees of freedom of the comb (f_{rep} , f_0) to the radio-frequency output of the Cs fountain clock to get a frequency comb with optical modes whose frequencies are known with the accuracy of the primary frequency standard. Any of these modes are available for optical measurements.

For both the 1999 and 2003 measurements, the transportable Cs fountain clock FOM has been installed at MPQ. Its stability is $1.8 \times 10^{-13} \tau_{\text{ave}}^{-1/2}$ for an averaging time of τ_{ave} , and its accuracy has been evaluated to 8×10^{-16} [11] at BNM-SYRTE. During the experiments in Garching, only a verification at the level of 10^{-15} has been performed. Consequently we attribute a conservative FOM accuracy of 2×10^{-15} for these measurements.

We have measured the $1S-2S$ transition in atomic hydrogen during 10 d in 1999 and during 12 d in 2003. For comparability, both data sets have been analyzed using the same theoretical line-shape model [10]. In Fig. 2, the results of the extrapolation to zero excitation light intensity and the respective statistical error bars for each day are presented. The statistical uncertainty was significantly reduced compared to the 1999 measurements due to the narrower laser linewidth and a better signal-to-noise ratio, but the scatter of the day averages did not reduce accordingly. We ascribe this effect to a residual uncompensated first-order Doppler shift. Later measurements performed without the fountain clock with a deliberately introduced asymmetry in the 243 nm cavity indicate an adjustment-dependent frequency shift (the elimination of this additional systematic shift should be of high concern in future measurements). The effect should average out after multiple readjustments of the spectrometer which have been typically performed twice a day. It is impossible to correct the data *a posteriori* because such details of the spectrometer adjustment were not recorded during the phase-coherent measurement.

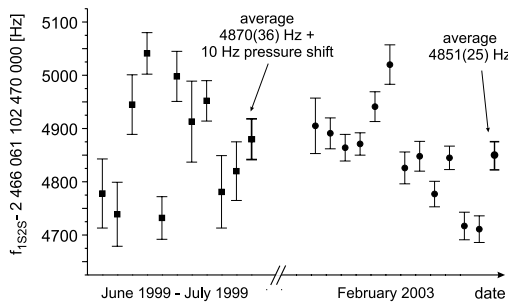


FIG. 2. Experimental results and averages for the 1999 and 2003 measurements of the absolute ($1S, F=1, m_F=\pm 1 \rightarrow 2S, F'=1, m'_F=\pm 1$) transition frequency in atomic hydrogen. The background pressure shift of +10 Hz as explained in [8] is added to the 1999 value.

Other effects which can cause the systematic shift (intra-beam pressure shift, background gas pressure shift, Stark shift of the hyperfine levels induced by the rf gas discharge, stray electric fields) have been checked and can be excluded on the level of the observed scatter.

The 1999 and 2003 d -dependent data were averaged without weighting [12]. After accounting for the total systematic uncertainties of 28 Hz (1999) and 23 Hz (2003) in the mutually equivalent evaluation processes of both measurements we deduce a difference equal to (-29 ± 57) Hz over a time interval of 44 months. This is equivalent to a fractional time variation of the ratio $\nu_{\text{Cs}}/\nu_{\text{H}}$ equal to $(3.2 \pm 6.3) \times 10^{-15} \text{ yr}^{-1}$.

The frequency of any optical transition can be written as $\nu = A \text{Ry} F_{\text{rel}}(\alpha)$ [4,13], where Ry is the Rydberg energy and the relativistic correction $F_{\text{rel}}(\alpha)$ takes into account relativistic and many-body effects. F_{rel} depends on the transition in the system considered and embodies the dependence on α , while the parameter A is independent of fundamental constants. For absolute frequency measurements Ry always cancels out.

Numerical calculations of the dependence of $F_{\text{rel,Hg}}(\alpha)$ for ν_{Hg} on the fine structure constant α yield [13]

$$\alpha \frac{\partial}{\partial \alpha} \ln F_{\text{rel,Hg}}(\alpha) \approx \frac{\alpha}{\Delta \alpha} \frac{\Delta F_{\text{rel}}}{F_{\text{rel}}} = -3.2. \quad (1)$$

The corresponding expression for ν_{H} gives a very weak dependence on α :

$$\alpha \frac{\partial}{\partial \alpha} \ln F_{\text{rel,H}}(\alpha) \approx 0. \quad (2)$$

The frequency of the ground state hyperfine transition in ^{133}Cs is given by

$$\nu_{\text{Cs}} = A' \text{Ry} \alpha^2 \frac{\mu_{\text{Cs}}}{\mu_{\text{B}}} F_{\text{rel,Cs}}(\alpha). \quad (3)$$

Following [13], the relativistic correction $F_{\text{rel,Cs}}(\alpha)$ is

$$\alpha \frac{\partial}{\partial \alpha} \ln F_{\text{rel,Cs}}(\alpha) \approx +0.8. \quad (4)$$

Therefore, the comparison of the clock transition in Hg^+ against a primary frequency standard tests a drift of [7]

$$\frac{\partial}{\partial t} \ln \frac{\nu_{\text{Cs}}}{\nu_{\text{Hg}}} = \frac{\partial}{\partial t} \left(\ln \frac{\mu_{\text{Cs}}}{\mu_{\text{B}}} + (2.0 + 0.8 + 3.2) \ln \alpha \right), \quad (5)$$

whereas the $1S-2S$ experiment tests the drift of

$$\frac{\partial}{\partial t} \ln \frac{\nu_{\text{Cs}}}{\nu_{\text{H}}} = \frac{\partial}{\partial t} \left(\ln \frac{\mu_{\text{Cs}}}{\mu_{\text{B}}} + (2.0 + 0.8) \ln \alpha \right). \quad (6)$$

For clarity, we set $x \equiv (\partial/\partial t) \ln \alpha$, $y \equiv (\partial/\partial t) \times \ln(\mu_{\text{Cs}}/\mu_{\text{B}})$ and get as experimental constraints

$$y + 6x = (0.2 \pm 7) \times 10^{-15} \text{ yr}^{-1} (\text{Hg}^+), \quad (7a)$$

$$y + 2.8x = (3.2 \pm 6.3) \times 10^{-15} \text{ yr}^{-1} (\text{H}). \quad (7b)$$

Solving for x and y yields the separate restrictions for the drifts of α and $\mu_{\text{Cs}}/\mu_{\text{B}}$ without any assumptions of conceivable mutual correlations (see, e.g., [6]). In this

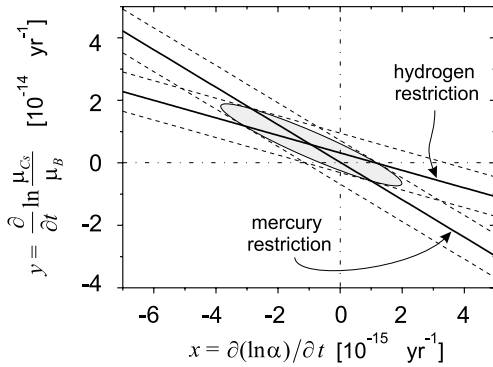


FIG. 3. Possible values for the relative drift rates x and y and their experimental restrictions (dashed lines) as stated by Eqs. (7). The probability density for x and y to be the true values is given by $P(\Delta x, \Delta y) \propto \exp[-R(\Delta x, \Delta y)/2]$ with the distances from the crossing point Δx and Δy and $R(\Delta x, \Delta y) = (\Delta y + 6\Delta x)^2/\sigma_{\text{Hg}}^2 + (\Delta y + 2.8\Delta x)^2/\sigma_{\text{H}}^2$. The resulting elliptical uncertainty region, defined by $R(\Delta x, \Delta y) = 1$, gives the standard deviation when projected on either axis by integration over the other. The uncertainties of the measured values are $\sigma_{\text{H}} = 6.3 \times 10^{-15} \text{ yr}^{-1}$ and $\sigma_{\text{Hg}} = 7 \times 10^{-15} \text{ yr}^{-1}$.

sense, this evaluation is model independent. Figure 3 represents both equations and their solution graphically.

For the relative drift of the fine structure constant at the end of the second millennium, we deduce the limit of

$$x = \frac{\partial}{\partial t} \ln \alpha = (-0.9 \pm 2.9) \times 10^{-15} \text{ yr}^{-1}. \quad (8)$$

The limit on the relative drift of $\mu_{\text{Cs}}/\mu_{\text{B}}$ is

$$y = \frac{\partial}{\partial t} \ln \frac{\mu_{\text{Cs}}}{\mu_{\text{B}}} = (0.6 \pm 1.3) \times 10^{-14} \text{ yr}^{-1}. \quad (9)$$

We deduce the uncertainties in expressions (8) and (9) as projections of the ellipse (Fig. 3) on the corresponding axes. This is equivalent to performing Gaussian propagation of uncertainties when resolving Eqs. (7) for x and y . Here, the measurement results for Hg^+ and H are treated as uncorrelated even though the drift rates x and y may be correlated [6]. The given 1σ uncertainties for x and y in Eqs. (8) and (9) incorporate both the statistical and systematic uncertainties of the hydrogen and the mercury measurements. Both limits (8) and (9) are consistent with zero. Meanwhile Peik and co-workers have added a precise drift measurement on a single trapped Yb ion to push the overall limit even further [14].

These results allow us to deduce a restriction for the relative drift of the nuclear magnetic moments in ^{87}Rb and ^{133}Cs . From 1998 to 2003, the drift of the ratio of the ground state hyperfine frequencies in ^{87}Rb and ^{133}Cs has been measured to be [5]

$$\frac{\partial}{\partial t} \ln \frac{\nu_{\text{Rb}}}{\nu_{\text{Cs}}} = (0.2 \pm 7.0) \times 10^{-16} \text{ yr}^{-1}. \quad (10)$$

Substituting the corresponding dependencies $F_{\text{rel}}(\alpha)$ for these transitions [5,13] yields

$$\frac{\partial}{\partial t} \ln \frac{\nu_{\text{Rb}}}{\nu_{\text{Cs}}} = \frac{\partial}{\partial t} \left(\ln \frac{\mu_{\text{Rb}}}{\mu_{\text{Cs}}} - 0.53 \ln \alpha \right). \quad (11)$$

Combining (8), (10), and (11) we get

$$\frac{\partial}{\partial t} \ln \frac{\mu_{\text{Rb}}}{\mu_{\text{Cs}}} = (-0.5 \pm 1.7) \times 10^{-15} \text{ yr}^{-1}, \quad (12)$$

where the same procedure as in Fig. 3 was used with a diagram covering x and $z \equiv (\partial/\partial t) \ln(\mu_{\text{Rb}}/\mu_{\text{Cs}})$.

In conclusion, we have determined separate limits for the drift of α , $\mu_{\text{Cs}}/\mu_{\text{B}}$ and $\mu_{\text{Rb}}/\mu_{\text{Cs}}$ from laboratory experiments without assumptions of conceivable correlations among them. All these limits are consistent with zero. Quasar absorption spectra measured with the Keck/HIRES spectrograph show a significant deviation between the values of α today and 10 Gyr ago [1]. A corresponding linear drift of α is smaller than the uncertainty of our result, therefore it cannot be excluded.

We thank S. G. Karshenboim for fruitful discussions of this work. N. K. acknowledges support from the AvH Stiftung. The work was partly supported by DFG (Grant No. 436RUS113/769/0-1) and RFBR. The development of the FOM fountain was supported by Centre National d'études spatiales and Bureau National de Métrologie.

*Also at P. N. Lebedev Physics Institute, Moscow, Russia.

†Also at Ludwig-Maximilians-University, Munich, Germany.

- [1] M. T. Murphy, J. K. Webb, and V. V. Flambaum, astro-ph/0306483; see also J. K. Webb *et al.*, Phys. Rev. Lett. **87**, 091301 (2001).
- [2] Y. Fujii *et al.*, Nucl. Phys. **B573**, 377 (2000).
- [3] J.-P. Uzan, Rev. Mod. Phys. **75**, 403 (2003).
- [4] S. G. Karshenboim, Can. J. Phys. **78**, 639 (2000); see also physics/0306180.
- [5] H. Marion *et al.*, Phys. Rev. Lett. **90**, 150801 (2003).
- [6] X. Calmet and H. Fritzsche, Eur. Phys. J. C **24**, 639 (2002).
- [7] S. Bize *et al.*, Phys. Rev. Lett. **90**, 150802 (2003).
- [8] M. Niering *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84**, 5496 (2000).
- [9] Th. Udem, R. Holzwarth, and T. W. Hänsch, Nature (London) **416**, 233 (2002).
- [10] A. Huber *et al.*, Phys. Rev. A **59**, 1844 (1999).
- [11] M. Abgrall, Thèse de doctorat de l'université Paris VI, 2003.
- [12] The result presented in [8] was inadvertently described as “the weighted mean value” but was calculated without consideration of day-averaged uncertainties.
- [13] V. A. Dzuba, V. V. Flambaum, and J. K. Webb, Phys. Rev. A **59**, 230 (1999); V. V. Flambaum, physics/0302015.
- [14] E. Peik *et al.*, physics/0402132 (to be published).

Bibliographie

- [1] K. Gibble and S. Chu. A laser cooled Cs frequency standard and a measurement of the frequency shift due to ultra-cold collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 70 :177, 1993.
- [2] S. Ghezali, P. Laurent, S.N. Lea, and A. Clairon. An experimental study of the spin-exchange frequency shift in a laser cooled cesium fountain standard. *Europhys. Lett.*, 36(1) :25, 1996.
- [3] Y. Sortais. *Construction d'une fontaine double à atomes froids de ^{87}Rb et ^{133}Cs ; étude des effets dépendant du nombre d'atomes dans une fontaine.* Thèse de doctorat de l'Université Paris VI, 2001.
- [4] M. Abgrall. *Évaluation des performances de la fontaine atomique PHARAO. Participation à l'étude de l'horloge spatiale PHARAO.* Thèse de doctorat de l'Université Paris VI, 2003.
- [5] S. Zhang. *Déplacement de fréquence dû au rayonnement du corps noir dans une fontaine atomique à césium et amélioration des performances de l'horloge.* Thèse de doctorat de l'Université Paris VI, 2004.
- [6] S. Bize. *Tests fondamentaux à l'aide d'horloges à atomes froids de rubidium et de césium.* Thèse de doctorat de l'Université Paris VI, 2001.
- [7] S. Bize, Y. Sortais, M.S. Santos, C. Mandache, A. Clairon, and C. Salomon. High-accuracy measurement of the ^{87}Rb ground-state hyperfine splitting in an atomic fountain. *Europhys. Lett.*, 45(5) :558, 1999.
- [8] Y. Sortais, S. Bize, C. Nicolas, G. Santarelli, C. Salomon, and A. Clairon. ^{87}Rb versus ^{133}Cs in cold atom fountains : A comparison. *IEEE Trans. on Ultr., Ferr. and Freq. Contr.*, 47 :1093, 2000.
- [9] E. Simon. *Vers une stabilité et une exactitude de 10^{-16} pour les horloges atomiques ; le rayonnement du corp noir, la détection optique.* Thèse de doctorat de l'Université d'Orsay, 1997.
- [10] P. Lemonde. *Pharao : Etude d'une horloge spaciaie utilisant des atomes refroidis par laser ; réalisation d'un prototype.* Thèse de doctorat de l'Université Paris VI, 1997.

-
- [11] <http://tel.ccsd.cnrs.fr/>.
 - [12] <http://opdaf1.obspm.fr/www/fontaine/Publications/>.
 - [13] <http://www.bipm.fr/>.
 - [14] C. Monroe, H. Robinson, and C. Wieman. Observation of the cesium clock transition using laser cooled atoms in a vapor cell. *Opt. Lett.*, 16 :50, 1991.
 - [15] N. Ramsey. A molecular beam resonance method with separated oscillating field. *Phys. Rev.*, 78 :695, 1950.
 - [16] A. Makdissi, E. de Clercq. Evaluation of the optical pumped cesium beam primary frequency standard of BNM-LPTF. *Metrologia*, 38 :409–425, 2001.
 - [17] M. Kasevich, E. Riis, S. Chu, and R. de Voe. RF spectroscopy in an atomic fountain. *Phys. Rev. Lett.*, 63 :612, 1989.
 - [18] A. Clairon, C. Salomon, S. Guellati, and W.D. Phillips. Ramsey resonance in a Zacharias fountain. *Europhys. Lett.*, 16 :165, 1991.
 - [19] Claude Audoin, Giorgio Santarelli, Ala'a Makdissi, and André Clairon. Properties of an oscillator slaved to a periodically interrogated atomic resonator. *IEEE Trans. on Ultr., Ferr. and Freq. Contr.*, 45 :877, 1998.
 - [20] D.W. Allan. *Proc. IEEE*, 54 :221, 1966.
 - [21] S. Micalizio, A. Godone, D. Calonico, F. Levi, and L. Lorini. Blackbody radiation shift of the ^{133}Cs hyperfine transition frequency. *Phys. Rev. A*, 45 :053401, 2004.
 - [22] E. Simon, P. Laurent, and A. Clairon. Measurement of the Stark shift of the Cs hyperfine splitting in an atomic fountain. *Phys. Rev. A*, 57 :436, 1998.
 - [23] P. Wolf and C.J. Bordé. Recoil effects in microwave ramsey spectroscopy. *ArXiv :quant-ph/0403194*, 2004.
 - [24] S. Ghezali. *Première évaluation de l'exactitude d'une fontaine d'atomes froids de césium à $2 \cdot 10^{-15}$ et perspectives*. Thèse de doctorat de l'Université Paris VI, 1997.
 - [25] D. Chambon, S. Bize, M. Lours, F. Narbonneau, H. Marion, A. Clairon, G. Santarelli, A. Luiten, and M. Tobar. Design and realization of a flywheel oscillator for advanced time and frequency metrology. *Rev. Sci. Instrum.* **76**, 094704, 2005.
 - [26] W.D. Phillips. Nobel lecture : Laser cooling and trapping of neutral atoms. *Rev. Mod. Phys.*, 70 :721–741, 1998.

- [27] H. Metcalf and P. van der Straten. Laser cooling and trapping of atoms. *J. Opt. Soc. Am. B*, 20 :887, 2003.
- [28] E. Rasel, F. Pereira dos Santos, F. Saverio Pone, F. Perales, C.S. Unnikrishnan, and M. Leduc. White light transverse cooling of a helium beam. *Eur. Phys. J. D*, 7 :311–316, 1999.
- [29] G. Mileti, A. Joyet, P. Berthoud, P. Thomann, and G. Duddle. Development of the ON/OFMET continuous cs fountain standard : a progress report. In *Proc. of 14th European Freq. and Time Forum*, Torino, Italy, 2000.
- [30] R. Kovacich. *Ultra-low loss sapphire dielectric resonators : an investigation of frequency temperature compensation by paramagnetic impurities*. University of Western Australia, 1995.
- [31] The University of Western Australia, 35 Stirling Highway, Crawley WA 6009, Australia. <http://www.uwa.edu.au/>.
- [32] P. Wolf, S. Bize, A. Clairon, A.N. Luiten, G. Santarelli, and M.E. Tobar. Tests of Lorentz Invariance using a Microwave Resonator. *IEEE Trans. on Inst. and Meas.*, 90 :060402, 2003.
- [33] P. Ball. Back to the future. *Nature*, 427 :482, 2004.
- [34] R.V. Pound. Electronic frequency stabilization of microwave oscillators. *Rev. Sci. Instrum.*, 17 :490, 1946.
- [35] S. Chang. *Ultrastable cryogenic microwave sapphire resonator oscillator*. Thèse de doctorat de l’University of Western Australia, 2000.
- [36] D. Chambon, S. Bize, H. Marion, L. Cacciapuotti, F. Narbonneau, M. Lours, A. Clairon, and G. Santarelli. High performance flywheel source for atomic fountains and advanced metrology applications. In *Proc. of 18th European Freq. and Time Forum*, Guildford, UK, 2004.
- [37] G. Santarelli. *Contribution à la réalisation d’une fontaine atomique*. Thèse de doctorat de l’Université Paris VI, 1996.
- [38] R. Schröder, U. Hübner and D. Griesbsch. Design and realization of the microwave cavity in the PTB caesium atomic fountain clock CSF1. *IEEE Trans. on Ultrason. Ferr. Freq. Contr.*, 49(3) :383–392, 2002.
- [39] A. De Marchi, E. Bava, and P. Tavella. Accuracy analysis of the atom microwave interaction in a TE₀₁₇ cylindrical Rabi cavity for a high C-field cesium beam resonator. In *Proc. of 7th EFTF*, Neuchâtel, 1993.
- [40] S. Bize, P. Laurent, M. Agbrall, H. Marion, I. Maksimovic, L. Cacciapuotti, J. Grünert, C. Vian, F. Pereira dos Santos, P. Rosenbusch, P. Lemonde, G. Santarelli, P. Wolf, A. Clairon, A. Luiten, M. Tobar. Advances in atomic fountains. *C.R. Physique*, 5 :829–843, 2004.

- [41] S. Kokkelmans, B. Verhaar, K. Gibble, and D. Heinzen. Predictions for laser cooled Rb clocks. *Phys. Rev. A.*, 56 :R4389, 1997.
- [42] P. J. Leo, P. S. Julienne, F. H. Mies, and C. J. Williams. Collisional frequency shifts in ^{133}Cs fountain clocks. *Phys. Rev. Lett.*, 86(17) :3743, 2001.
- [43] Y. Sortais, S. Bize, C. Nicolas, A. Clairon, C. Salomon, C. Williams. Cold collision frequency shifts in a ^{87}Rb atomic fountain. *Phys. Rev. Lett.*, 85(15) :3117–3120, 2000.
- [44] Y. Sortais, S. Bize, M. Abgrall, S. Zhang, C. Nicolas, C. Mandache, P. Lemonde, P. Laurent, G. Santarelli, N. Dimarcq, P. Petit, A. Clairon, A. Mann, A. Luiten, S. Chang, and C. Salomon. Cold atoms clocks. *Physica Scripta*, T95 :50–57, 2001.
- [45] M.H. Anderson, J.R. Enscher, M.R. Matthews, C.E. Wieman, and E.A. Cornell. *Science*, 269 :198, 1995.
- [46] T. Weber, J. Herbig, M. Mark, H.C. Nägerl, and R. Grimm. Bose-Einstein Condensation of Cesium. *Science*, Published Online, 5 December 2002, (10.1126/science.1079699).
- [47] D. Guéry-Odelin, J. Söding, P. Desbiolles, and J. Dalibard. Is Bose-Einstein condensation of atomic cesium possible? *Europhys. Lett.*, 44 :25, 1998.
- [48] C. Cohen-Tannoudji, “Cours de physique atomique et moléculaire du Collège de France”, [http ://www.lkb.ens.fr/cours/college-de-france/](http://www.lkb.ens.fr/cours/college-de-france/), 1998-1999.
- [49] E.G.M. van Kempen, S.J.J.M.F. Kokkelmans, D.J. Heinzen, and B.J. Verhaar. Inter-isotope determination of ultracold rubidium interactions from three high-precision experiments. *Phys. Rev. Lett.*, 88 :093201, 2002.
- [50] P. J. Leo, C. J. Williams, and P. S. Julienne. Collision properties of ultracold ^{133}Cs atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 85 :2721, 2000.
- [51] B.J. Verhaar, J.M.V.A. Koelman, H.T.C. Stoof, O.J. Luiten, and S.B. Crampton. Hyperfine contribution to spin-exchange frequency shift in the hydrogen maser. *Phys. Rev. A*, 35(9) :3825, May 1987.
- [52] P.J. Leo, P.S. Julienne, F.H. Mies, and C.J. Williams. Collisional frequency shifts in ^{133}Cs fountain clocks. *Phys. Rev. Lett.*, 86 :3743, 2001.
- [53] F.A. van Abeelen. *Interaction processes in cold gases of alkali atoms*. Thèse de doctorat de l’université technique de Eindhoven, 1999.
- [54] V. Venturi, E. Tiesinga, and C.J. Williams. Ballistic expansion in the Cs atomic fountain clock. *Non publié*, 2003.

- [55] <http://www.boulder.nist.gov/timefreq/cesium/fountain.htm>.
- [56] http://www.ptb.de/en/org/4/44/441/funktion_e.htm.
- [57] J.C. Camparo and R.P. Frueholz. A dressed atom interpretation of adiabatic rapid passage. *J. Phys. B*, 17 :4169, 1984.
- [58] H. Perrin. *Refroidissement d'atomes de césium confinés dans un piège dipolaire très désaccordé*. Thèse de doctorat de l'Université Paris VI, 1998.
- [59] M.M.T. Loy. Observation of population inversion by optical adiabatic rapid passage. *Phys. Rev. Lett.*, 32 :814–817, 1974.
- [60] J. Reichel, F. Bardou, M. Ben-Dahan, E. Peik, S. Rand, C. Salomon, and C. Cohen-Tannoudji. Raman cooling of cesium atoms below 3 nK : new approach inspired by Levy flights statistics. *Phys. Rev. Lett.*, 75 :4575, 1995.
- [61] A. Kuhn, H. Perrin, W. Hänsel, and C. Salomon. Three dimensional Raman cooling using velocity selective rapid adiabatic passage. In Keith Burnett, editor, *OSA TOPS on Ultracold Atoms ab Bose Einstein Condensates*, volume 7, Washington, DC, 1996. Optical Society of America.
- [62] M. Kasevich and S. Chu. Laser cooling below a photon recoil with three-level atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 69 :1741, 1992.
- [63] G.A. Yolkin A.V. Novoselov V.N. Barychev Yu.L. Sokolov V.G. Pal'chikov, Yu.S. Domnin. Adiabatic inversion and interferometry of atomic states on alkaline atoms. In *Proc. of 18th European Freq. and Time Forum*, Guildford, UK, 2004.
- [64] F. Pereira Dos Santos, H. Marion, M. Abgrall, S. Zhang, Y. Sortais, S. Bize, I. Maksimovic, D. Calonico, J. Grunert, C. Mandache, C. Vian, P. Rosenbuch, P. Lemonde, G. Santarelli, Ph. Laurent, and A. Clairon. ⁸⁷Rb And ¹³³Cs Laser Cooled Clocks : Testing The Stability Of Fundamental Constants. In *Proc. of 17th European Freq. and Time Forum*, Tampa, USA, 2003.
- [65] A.J. Moerdijk, B. J. Verhaar, and A. Axelsson. Resonances in ultracold collisions of ⁶Li, ⁷Li, and ²³Na. *Phys. Rev. A*, 51 :4852, 1995.
- [66] B. Marcelis, E.G.M. van Kempen, B.J. Verhaar, and S.J.J.M.F. Kokkelmans. Feshbach resonances with large background scattering length : Interplay with open-channel resonances. *Phys. Rev. A*, 70 :012701, 2004.
- [67] Communication privé avec S.J.J.M.F Kokkelmans.

-
- [68] T. Volz, S. Dürr, N. Syassen, G. Rempe, E. van Kempen, and S. Kokkelmans. Tuning a feshbach resonance through a shape resonance in the dissociation of ultracold molecules. *ArXiv :cond-mat/0410083*.
 - [69] W. H. Press, S. A. Teukolsky, W. T. Vetterling, and B. P. Flannery. *Numerical Recipes in C*. Cambridge University Press, 2nd edition, 1992.
 - [70] R.R. Firestone. *Table of isopotenes*. John Wiley & Sons, Inc., 1996.
 - [71] T. Damour and F. Dyson. The Oklo bound on the time variation of the fine-structure constant revisited. *Nucl. Phys.*, B480 :37, 1996.
 - [72] Y. Fujii, A. Iwamoto, T. Fukahori, T. Ohnuki, M. Nakagawa, H. Hidaka, Y. Oura, and P. Moller. Nuclear data in oklo and time-variability of fundamental coupling constants. *ArXiv :hep-ph/0205206*, 2002.
 - [73] J.P. Uzan. The fundamental constants and their variation : observational and theoretical status. *Reviews of Modern Physics*, 75 :403, 2003.
 - [74] K.A. Olive, M. Pospelov, Y.Z. Qian, A. Coc, M. Casse, and E. Vangioni-Flam. Constraints on the variations of the fundamental couplings. *Physical Review D*, 66 :045022, 2002.
 - [75] Y. Fujii and A. Iwamoto. Re/Os constraint on the time variability of the fine-structure constant. *Phys. Rev. Lett.*, 91 :261101, 2003.
 - [76] J. Webb. Are the laws of nature changing with time ? *Physic World*, April :p. 33, 2003.
 - [77] M.T. Murphy, Probing variations in the fundamental constants with quasar absorption lines, *Thèse de doctorat de l'Université de New south wales, Sydney, Australia.*, 2002.
 - [78] J.N. Bahcall, C.L. Steinhardt, and D. Schlegel. Does the fine-structure constant vary with cosmological epoch ? *ArXiv :astro-ph/0301507*, 2003.
 - [79] H.Chand, R. Srianand, P. Petitjean, and B. Aracil. Probing the cosmological variation of the fine-structure constant : Results based on VLT-UVES sample. *Astron. Astrophys.*, 417 :853, 2004.
 - [80] R. Srianand, H. Chand, P. Petitjean, and B. Aracil. Limits on the time variation of the electromagnetic fine-structure constant in the low energy limit from absorption lines in the spectra of distant quasars. *Phys. Rev. Lett.*, 92 :121302, 2004.
 - [81] J. Vanier, C. Audouin. *The quantum physics of atomic frequency standards*. Adam Hilger, Bristol, 1989.
 - [82] I. Courtillot, A. Quessada, R.P. Kovacich, A. Brusch, J.J. Zondy D. Kolker, G.D. Rovera, and P. Lemonde. Clock transition for a future optical frequency standard with trapped atoms. *Phys. Lett. A*, 68, 2003.

- [83] S. Bize, S.A. Diddams, U. Tanaka, C.E. Tanner, W.H. Oskay, R.E. Drullinger, T.E. Parker, T.P. Heavner, S.R. Jefferts, L. Hollberg, W.M. Itano, and J.C. Bergquist. Testing the stability of fundamental constants with the $^{199}\text{Hg}^+$ single-ion optical clock. *Phys. Rev. Lett.*, 90 :150802, 2003.
- [84] J.D. Prestage, R.L. Tjoelker, and L. Maleki. Atomic clocks and variations of the fine structure constant. *Phys. Rev. Lett.*, 74 :3511, 1995.
- [85] V.V. Flambaum, D.B. Leinweber, A.W. Thomas, and R.D. Young. Limits on variations of quark masses, QCD scale, and fine structure constant. *Phys. Rev. D*, 69 :115006, 2004.
- [86] V.A. Dzuba, V.V. Flambaum, and J.K. Webb. Space-time variation of physical constants and relativistic corrections in atoms. *Phys. Rev. Lett.*, 82(5) :888–891, February 1999.
- [87] W.J. Marciano. *Phys. Rev. Lett.*, 52 :489, 1984.
- [88] P. Rosenbusch, C. Vian, S. Zhang, G. Santarelli, A. Clairon, and C. Salomon. Improvement of the first cs clock, FO1. In *Proc. of 18th European Freq. and Time Forum*, Guildford, UK, 2004.
- [89] H. Marion, F. Pereira Dos Santos, M. Abgrall, S. Zhang, Y. Sortais, S. Bize, I. Maksimovic, D. Calonico, J. Grünert, C. Mandache, P. Lemonde, G. Santarelli, Ph. Laurent, and A. Clairon. Search for variations of fundamental constants using atomic fountain clocks. *Phys. Rev. Lett.*, 90 :150801, 2003.
- [90] A. Godone, C. Novero, P. Tavella, and K. Rahimullah. New experimental limits to the time variations of $g_p(m_e/m_p)$ and α . *Phys. Rev. Lett.*, 71 :2364, 1993.
- [91] T. Damour and A.M. Polyakov. The string dilaton and a least coupling principle. *Nucl. Phys.*, B423 :532, 1994.
- [92] X. Calmet and H. Fritzsch. Symmetry breaking and time variation of gauge couplings. *Eur.Phys.J.*, C24 :639–642, 2002.
- [93] S. G. Karshenboïm. Some possibilities for laboratory searches for variations of fundamental constants. *Can. J. Phys.*, 47 :639, 2000.
- [94] M. Fischer, N. Kolachevsky, M. Zimmermann, R. Holzwarth, Th. Udem, T. W. Hänsch, M. Abgrall, J. Grünert, I. Maksimovic, S. Bize, H. Marion, F. Pereira Dos Santos, P. Lemonde, G. Santarelli, P. Laurent, A. Clairon, , C. Salomon, M. Haas, U.D. Jentschura, and C.H. Keitel. New limits on the drift of fundamental constants from laboratory measurements. *Phys. Rev. Lett.*, 92 :230802, 2004.

- [95] I. Maksimovic. Thèse de doctorat de l'Université Paris VII, À paraître courant 2005.
- [96] E. Peik, B. Lipphardt, H. Schnatz, T. Schneider, Chr. Tamm, and S. G. Karshenboim. New limit on the present temporal variation of the fine structure constant. *Phys. Rev. Lett.*, 93 :170801, 2004.
- [97] R. Srianand, H. Chand, P. Petitjean, , and B. Aracil. Limits on the time variation of the electromagnetic fine-structure constant in the low energy limit from absorption lines in the spectra of distant quasars. *Phys. Rev. Lett.*, 92 :121302, 2004.
- [98] M.T. Murphy, J.K. Webb, V.V. Flambaum, V.A. Dzuba, C.W. Churchill, J.X. Prochaska, J.D. Barrow, and A.M. Wolfe. Possible evidence for a variable fine structure constant from qso absorption lines : motivations, analysis and results. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 327 :1208, 2001.
- [99] C. Salomon, N. Dimarcq, M. Abgrall, A. Clairon, P. Laurent, P. Lemonde, G. Santarelli, P. Urich, L.G. Bernier, G. Busca, A. Jornod, P. Thomann, E. Samain, P. Wolf, F. Gonzalez, Ph. Guillemot, S. Léon, F. Nouel, Ch. Sirmain, S. Feltham. Cold atoms in space and atomic clocks : Aces. In *C. R. Acad. Sci.*, pages 1313–1330, Paris, 2001.
- [100] G. Santarelli, Ph. Laurent, P. Lemonde, A. Clairon, A. G. Mann, S. Chang, A. N. Luiten, and C. Salomon. Quantum projection noise in an atomic fountain : A high stability cesium frequency standard. *Phys. Rev. Lett.*, 82(23) :4619, june 1999.
- [101] http://opdaf1.obspm.fr/www/ntp_infos.html.
- [102] C. Vian, P. Rosenbusch, H. Marion, S. Bize, L. Cacciapuoti, S. Zhang, M. Abgrall, D. Chambon, I. Maksimovic, P. Laurent, G. Santarelli, A. Clairon, A. Luiten, M. Tobar, and C. Salomon. BNM-SYRTE fountains : Recent results. *IEEE Trans. on Inst. and Meas. CPEM*, 2004.
- [103] Bureau National de Métrologie. <http://www.bnm.fr/>.
- [104] Bureau International des Poids et Mesures, Pavillon de Breteuil, F-92312, Sèvres Cedex, France. <http://www.bipm.fr/>.
- [105] Istituto Elettrotecnico Nazionale, Strada delle Cacce, 91 I-10135 Turin (Italy). <http://www.ien.it/tf/index.shtml>.
- [106] D.W. Hanson. Fundamentals of two-way time transfer by satellite. In *43rd Annual Frequency Control Symposium*, pp. 174-178, 1989, 1989.
- [107] J.Y. Richard, P. Urich, A. Caliron, S. Bize, H. Marion, Ph Laurent, M. Abgrall, I. Maksimovic, J. Gruenert, and R. Wynands A. Bauch, S. Weyers. Comparison of remote cesium fountains using gps p3 and

- twstft links. In *Proc. of 18th European Freq. and Time Forum*, Guildford, UK, 2004.
- [108] F. Narbonne, M. Lours, D. Chambon, I. Maksimovic, S. Bize, A. Clairon, G. Santarelli, A. Amy Klein O. Lopez, Ch. Daussy, and Ch. Chardonnet. Ultra-stable ground frequency dissemination via optical fibres. In *Proc. of 18th European Freq. and Time Forum*, Guildford, UK, 2004.
- [109] D.A. Steck. Cesium D line data. *Los Alamos National Laboratory*, 2003.
- [110] D.A. Steck. Rubidium 87 D line data. *Los Alamos National Laboratory*, 2003.

Résumé

Nous avons mis au point une méthode de mesure du déplacement de fréquence dû aux collisions entre atomes froids, c'est l'effet systématique qui limite le plus l'exactitude des fontaines à ^{133}Cs ($\sim 10^{-15}$ en valeur relative), on peut le mesurer au niveau de 0.5 %. Ceci ouvre des perspectives d'améliorations des performances des fontaines en terme d'exactitude jusqu'à 10^{-16} . La fontaine a aussi obtenu une stabilité de l'ordre de $1.6 \cdot 10^{-14}$ à 1 s. Nous avons découvert, à champ magnétique très faible (5 ± 1 mG), des résonances de Feshbach. Nous avons aussi effectué une nouvelle mesure absolue de la transition hyperfine du ^{87}Rb , qui est la plus précise jamais réalisée et sert maintenant de définition pour l'étalon secondaire de fréquence ^{87}Rb . En comparant cette valeur avec celles mesurées les années précédentes, nous avons pu tester la stabilité de la constante de structure fine au niveau de 10^{-15} an^{-1} . Nous avons comparé localement notre fontaine avec les autres fontaines du laboratoire, avec dans le meilleur des cas une stabilité combinée de $5 \cdot 10^{-14}$ à 1 s. La différence de fréquence des deux horloges se moyenne comme du bruit blanc de fréquence jusqu'à $3 \cdot 10^{-16}$. Le bilan d'exactitude de la fontaine double a été évalué à $\sim 7 \cdot 10^{-16}$ pour la partie césium et $\sim 8 \cdot 10^{-16}$ pour la partie rubidium. Nous avons contribué à la réalisation de l'échelle de Temps Atomique International, par des séries de calibrations de masers à hydrogène. Une comparaison de fontaines atomiques par liaisons satellitaires a été expérimenté entre notre laboratoire et nos homologues Allemands. Cette mesure a permis de déterminer le bon accord qu'il y a entre les deux horloges.

Mots-clefs

Atomes froids, collisions froides, horloges atomiques, constantes fondamentales, constante de structure fine, métrologie, Temps Atomique International, GPS, TWSFTF.

Abstract

We developed a method of measurement of the frequency shift due to the collisions between cold atoms. This is the main systematic limitation for the accuracy of the ^{133}Cs fountains ($\sim 10^{-15}$ in relative frequency). Consequently, we can measure this effect near 0.5 %. This opens prospects for improvements of the fountains performances in term of accuracy until 10^{-16} . The fountain has also obtained a stability about 10^{-14} at 1 s. We discovered for the first time, at very low magnetic field (5 ± 1 mG), Feshbach resonances. We also took a new absolute measurement of the hyperfine transition of the ^{87}Rb , which is the most precise ever carried out and is used now as definition for the secondary standard. By comparing this value with those measured the previous years, we could carry out a test of the stability of the fine structure constant on the level of 10^{-15} Yr^{-1} . We led local comparisons between atomic fountains and the other fountains of the laboratory. Most stable it is unrolled with a combined stability of $5 \cdot 10^{-14}$ at 1 s. The behavior of the difference of the two clocks goes like white frequency noise up to $3 \cdot 10^{-16}$. The assessment of the dual fountain accuracy budget has been evaluated at $7 \cdot 10^{-16}$ for the cesium part and $8 \cdot 10^{-16}$ for the rubidium part. We contributed to the realization of the scale of International Atomic Time, by series of calibrations of hydrogen masers. An atomic comparison of fountain by satellite links was tested between our laboratory and our German counterpart. This measurement has determined the good agreement between the two clocks.

Key words

Cold atoms, cold collisions, atomic clocks, fundamental constants, fine structure constant, metrologia, International Atomic Time, GPS, TWSFTF.